

This Page Is Inserted by IFW Operations
and is not a part of the Official Record

BEST AVAILABLE IMAGES

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images may include (but are not limited to):

- BLACK BORDERS
- TEXT CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES
- FADED TEXT
- ILLEGIBLE TEXT
- SKEWED/SLANTED IMAGES
- COLORED PHOTOS
- BLACK OR VERY BLACK AND WHITE DARK PHOTOS
- GRAY SCALE DOCUMENTS

IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.

**As rescanning documents *will not* correct images,
please do not report the images to the
Image Problems Mailbox.**

THIS PAGE BLANK (USPTO)

特許協力条約に基づく国際出願願書

S01P0815W000

原本（出願用） - 印刷日時 2001年05月22日（22.05.2001）火曜日 11時19分41秒

0	受理官庁記入欄	
0-1	国際出願番号.	
0-2	国際出願日	
0-3	(受付印)	
0-4	様式-PCT/RO/101 この特許協力条約に基づく国際出願願書は、 右記によって作成された。	PCT-EASY Version 2.91 (updated 01.01.2001)
0-5	申立て 出願人は、この国際出願が特許協力条約に従って処理されることを請求する。	
0-6	出願人によって指定された受理官庁	日本国特許庁 (RO/JP)
0-7	出願人又は代理人の書類記号	S01P0815W000
I	発明の名称	フラクタル構造体およびその形成方法
II	出願人	出願人である (applicant only)
II-1	この欄に記載した者は	米国を除くすべての指定国 (all designated States except US)
II-2	右の指定国についての出願人である。	ソニー株式会社
II-4ja	名称	SONY CORPORATION
II-4en	Name	141-0001 日本国
II-5ja	あて名:	東京都 品川区
II-5en	Address:	北品川6丁目7番35号 7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
II-6	国籍 (国名)	日本国 JP
II-7	住所 (国名)	日本国 JP
II-8	電話番号	03-5448-2111
II-9	ファクシミリ番号	03-5448-5709

THIS PAGE BLANK (USPTO)

特許協力条約に基づく国際出願願書

S01P0815W000

原本（出願用） - 印刷日時 2001年05月22日（22.05.2001）火曜日 11時19分41秒

III-1 III-1-1	その他の出願人又は発明者 この欄に記載した者は	出願人及び発明者である (applicant and inventor) 米国のみ (US only)
III-1-2 III-1-4ja III-1-4en III-1-5ja	右の指定国についての出願人である。 氏名(姓名) Name (LAST, First) あて名:	宇賀神 隆一 UGAJIN, Ryuichi 141-0001 日本国 東京都 品川区 北品川 6丁目 7番 35号 ソニー株式会社内 C/O SONY CORPORATION 7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-1-5en	Address:	
III-1-6 III-1-7	国籍 (国名) 住所 (国名)	日本国 JP 日本国 JP
IV-1 IV-1-1ja IV-1-1en IV-1-2ja	代理人又は共通の代表者、通知のあて名 下記の者は国際機関において右記のごとく出願人のために行動する。 氏名(姓名) Name (LAST, First) あて名:	代理人 (agent) 杉浦 正知 SUGIURA, Masatomo 171-0022 日本国 東京都 豊島区 南池袋 2丁目 49番 7号 池袋パークビル 7階 7th Floor, Ikebukuro Park Bldg., 49-7, Minami Ikebukuro 2-chome, Toshima-ku, Tokyo 171-0022 Japan
IV-1-2en	Address:	
IV-1-3 IV-1-4 IV-1-5	電話番号 ファクシミリ番号 電子メール	03-3980-0339 03-3982-3166 sugipat2@mbc.nifty.com
V V-1	国の指定 広域特許 (他の種類の保護又は取扱いを求める場合には括弧内に記載する。)	AP: GH GM KE LS MW MZ SD SL SZ TZ UG ZW 及びハラレプロトコルと特許協力条約の締約国である他の国 EA: AM AZ BY KG KZ MD RU TJ TM 及びユーラシア特許条約と特許協力条約の締約国である他の国 EP: AT BE CH&LI CY DE DK ES FI FR GB GR IE IT LU MC NL PT SE TR 及びヨーロッパ特許条約と特許協力条約の締約国である他の国 OA: BF BJ CF CG CI CM GA GN GW ML MR NE SN TD TG 及びアフリカ知的所有権機構と特許協力条約の締約国である他の国

THIS PAGE BLANK (USPTO)

特許協力条約に基づく国際出願願書

S01P0815W000

原本（出願用） - 印刷日時 2001年05月22日 (22.05.2001) 火曜日 11時19分41秒

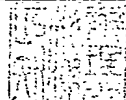
V-2	国内特許 (他の種類の保護又は取扱いを 求める場合には括弧内に記載す る。)	AE AG AL AM AT AU AZ BA BB BG BR BY BZ CA CH&LI CN CR CU CZ DE DK DM DZ EE ES FI GB GD GE GH GM HR HU ID IL IN IS JP KE KG KP KR KZ LC LK LR LS LT LU LV MA MD MG MK MN MW MX MZ NO NZ PL PT RO RU SD SE SG SI SK SL TJ TM TR TT TZ UA UG US UZ VN YU ZA ZW	
V-3	国内特許(この版の EASY の配布後に特許協力条約の締 約国になった国)	CO EC	
V-5	指定の確認の宣言 出願人は、上記の指定に加えて 、規則4.9(b)の規定に基づき、 特許協力条約のもとで認められ る他の全ての国の指定を行う。 ただし、V-6欄に示した国の指 定を除く。出願人は、これらの 追加される指定が確認を条件と していること、並びに優先日から 15月が経過する前にその確認 がなされない指定は、この期間 の経過時に、出願人によって取 り下げられたものとみなされる ことを宣言する。		
V-6	指定の確認から除かれる国	なし (NONE)	
VI-1	先の国内出願に基づく優先権 主張		
VI-1-1	先の出願日	2000年05月23日 (23.05.2000)	
VI-1-2	先の出願番号	特願2000-151670	
VI-1-3	国名	日本国 JP	
VI-2	先の国内出願に基づく優先権 主張		
VI-2-1	先の出願日	2000年06月28日 (28.06.2000)	
VI-2-2	先の出願番号	特願2000-194495	
VI-2-3	国名	日本国 JP	
VI-3	先の国内出願に基づく優先権 主張		
VI-3-1	先の出願日	2000年10月31日 (31.10.2000)	
VI-3-2	先の出願番号	特願2000-333394	
VI-3-3	国名	日本国 JP	
VI-4	優先権証明書送付の請求 上記の先の出願のうち、右記の 番号のものについては、出願書 類の認証謄本を作成し国際事務 局へ送付することを、受理官庁 に対して請求している。	VI-1, VI-2, VI-3	
VII-1	特定された国際調査機関 (ISA)	日本国特許庁 (ISA/JP)	
VIII	照合欄	用紙の枚数	添付された電子データ
VIII-1	願書	4	-
VIII-2	明細書	44	-
VIII-3	請求の範囲	3	-
VIII-4	要約	1	s01p0815_abstract.txt
VIII-5	図面	49	-
VIII-7	合計	101	

THIS PAGE BLANK (USPTO)

特許協力条約に基づく国際出願願書

S01P0815W000

原本（出願用） - 印刷日時 2001年05月22日（22.05.2001）火曜日 11時19分41秒

	添付書類	添付	添付された電子データ
VIII-8	手数料計算用紙	✓	-
VIII-9	別個の記名押印された委任状	✓	-
VIII-16	PCT-EASYディスク	-	フレキシブルディスク
VIII-17	その他	納付する手数料に相当する特許印紙を貼付した書面	-
VIII-17	その他	国際事務局の口座への振り込みを証明する書面	-
VIII-18	要約書とともに提示する図の番号	1	
VIII-19	国際出願の使用言語名:	日本語 (Japanese)	
IX-1	提出者の記名押印		
IX-1-1	氏名(姓名)	杉浦 正知	

受理官庁記入欄

10-1	国際出願として提出された書類の実際の受理の日	
10-2	図面:	
10-2-1	受理された	
10-2-2	不足図面がある	
10-3	国際出願として提出された書類を補完する書類又は図面であってその後期間内に提出されたものの実際の受理の日（訂正日）	
10-4	特許協力条約第11条(2)に基づく必要な補完の期間内の受理の日	
10-5	出願人により特定された国際調査機関	ISA/JP
10-6	調査手数料未払いにつき、国際調査機関に調査用写しを送付していない	

国際事務局記入欄

II-1	記録原本の受理の日	
------	-----------	--

THIS PAGE BLANK (USPTO)

PCT REQUEST

S01P0815WO00

Original (for SUBMISSION)

0	For receiving Office use only	
0-1	International Application No.	
0-2	International Filing Date	10/030626
0-3	Name of receiving Office and "PCT International Application"	
0-4	Form - PCT/RO/101 PCT Request	
0-4-1	Prepared using	PCT-EASY Version 2.91 (updated 01.01.2001)
0-5	Petition The undersigned requests that the present international application be processed according to the Patent Cooperation Treaty	
0-6	Receiving Office (specified by the applicant)	Japan Patent Office (RO/JP)
0-7	Applicant's or agent's file reference	S01P0815WO00
I	Title of invention	FRACTAL STRUCTURE AND ITS FORMING METHOD
II	Applicant	
II-1	This person is:	applicant only
II-2	Applicant for	all designated States except US
II-4	Name	SONY CORPORATION
II-5	Address:	7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
II-6	State of nationality	JP
II-7	State of residence	JP
II-8	Telephone No.	03-5448-2111
II-9	Facsimile No.	03-5448-5709
III-1	Applicant and/or inventor	
III-1-1	This person is:	applicant and inventor
III-1-2	Applicant for	US only
III-1-4	Name (LAST, First)	UGAJIN, Ryuichi
III-1-5	Address:	C/O SONY CORPORATION 7-35, Kitashinagawa 6-chome, Shinagawa-ku, Tokyo 141-0001 Japan
III-1-6	State of nationality	JP
III-1-7	State of residence	JP

676 23 01

THIS PAGE BLANK (USPTO)

PCT REQUEST

S01P0815WO00

Original (for SUBMISSION)

IV-1	Agent or common representative; or address for correspondence The person identified below is hereby/has been appointed to act on behalf of the applicant(s) before the competent International Authorities as:	Agent
IV-1-1	Name (LAST, First)	SUGIURA, Masatomo
IV-1-2	Address:	7th Floor, Ikebukuro Park Bldg., 49-7, Minami Ikebukuro 2-chome, Toshima-ku, Tokyo 171-0022 Japan
IV-1-3	Telephone No.	03-3980-0339
IV-1-4	Facsimile No.	03-3982-3166
IV-1-5	e-mail	<u>sugipat2@mbc.nifty.com</u>
V	Designation of States	
V-1	Regional Patent (other kinds of protection or treatment, if any, are specified between parentheses after the designation(s) concerned)	AP: GH GM KE LS MW MZ SD SL SZ TZ UG ZW and any other State which is a Contracting State of the Harare Protocol and of the PCT EA: AM AZ BY KG KZ MD RU TJ TM and any other State which is a Contracting State of the Eurasian Patent Convention and of the PCT EP: AT BE CH&LI CY DE DK ES FI FR GB GR IE IT LU MC NL PT SE TR and any other State which is a Contracting State of the European Patent Convention and of the PCT OA: BF BJ CF CG CI CM GA GN GW ML MR NE SN TD TG and any other State which is a member State of OAPI and a Contracting State of the PCT
V-2	National Patent (other kinds of protection or treatment, if any, are specified between parentheses after the designation(s) concerned)	AE AG AL AM AT AU AZ BA BB BG BR BY BZ CA CH&LI CN CR CU CZ DE DK DM DZ EE ES FI GB GD GE GH GM HR HU ID IL IN IS JP KE KG KP KR KZ LC LK LR LS LT LU LV MA MD MG MK MN MW MX MZ NO NZ PL PT RO RU SD SE SG SI SK SL TJ TM TR TT TZ UA UG US UZ VN YU ZA ZW
V-3	National Patent (States which have become party to the PCT after the issuance of this version of EASY)	CO EC

THIS PAGE BLANK (USPTO)

PCT REQUEST

S01P0815WO00

Original (for SUBMISSION)

V-5	Precautionary Designation Statement In addition to the designations made under items V-1, V-2 and V-3, the applicant also makes under Rule 4.9(b) all designations which would be permitted under the PCT except any designation(s) of the State(s) indicated under item V-6 below. The applicant declares that those additional designations are subject to confirmation and that any designation which is not confirmed before the expiration of 15 months from the priority date is to be regarded as withdrawn by the applicant at the expiration of that time limit.	
V-6	Exclusion(s) from precautionary designations	NONE
VI-1	Priority claim of earlier national application	
VI-1-1	Filing date	23 May 2000 (23.05.2000)
VI-1-2	Number	Patent Application 2000-151670
VI-1-3	Country	JP
VI-2	Priority claim of earlier national application	
VI-2-1	Filing date	28 June 2000 (28.06.2000)
VI-2-2	Number	Patent Application 2000-194495
VI-2-3	Country	JP
VI-3	Priority claim of earlier national application	
VI-3-1	Filing date	31 October 2000 (31.10.2000)
VI-3-2	Number	Patent Application 2000-333394
VI-3-3	Country	JP
VI-4	Priority document request The receiving Office is requested to prepare and transmit to the International Bureau a certified copy of the earlier application(s) identified above as item(s):	VI-1, VI-2, VI-3
VII-1	International Searching Authority Chosen	Japan Patent Office (JPO) (ISA/JP)
VIII	Check list	number of sheets electronic file(s) attached
VIII-1	Request (including declaration sheets)	4 -
VIII-2	Description	44 -
VIII-3	Claims	3 -
VIII-4	Abstract	1 s01p0815_abstract.txt
VIII-5	Drawings	49 -
VIII-7	TOTAL	101

THIS PAGE BLANK (USPTO)

PCT REQUEST

S01P0815WO00

Original (for SUBMISSION)

	Accompanying items	paper document(s) attached	electronic file(s) attached
VIII-8	Fee calculation sheet	✓	-
VIII-9	Original separate power of attorney	✓	-
VIII-16	PCT-EASY diskette	-	Diskette
VIII-17	Other (specified):	Revenue stamps of transmittal fee and search fee for receiving office	-
VIII-17	Other (specified):	Submission of certificate of payment for international fee	-
VIII-18	Figure of the drawings which should accompany the abstract	1	
VIII-19	Language of filing of the international application	Japanese	
IX-1	Signature of applicant, agent or common representative		
IX-1-1	Name (LAST, First)	SUGIURA, Masatomo	

FOR RECEIVING OFFICE USE ONLY

10-1	Date of actual receipt of the purported international application	
10-2	Drawings:	
10-2-1	Received	
10-2-2	Not received	
10-3	Corrected date of actual receipt due to later but timely received papers or drawings completing the purported international application	
10-4	Date of timely receipt of the required corrections under PCT Article 11(2)	
10-5	International Searching Authority	ISA/JP
10-6	Transmittal of search copy delayed until search fee is paid	

FOR INTERNATIONAL BUREAU USE ONLY

11-1	Date of receipt of the record copy by the International Bureau	
------	--	--

THIS PAGE BLANK (USPTO)

VERIFICATION OF A TRANSLATION

I, the below named translator, hereby declare that:

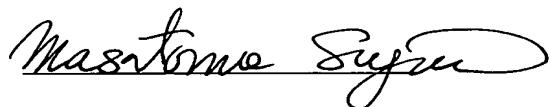
My name and post office address are as stated below;

That I am knowledgeable in the English language and in the language in which the below identified international application was filed, and that I believe the English translation of the international application No. PCT/JP01/04252 is a true and complete translation of the above identified international application as filed.

I hereby declare that all statements made herein of my own knowledge are true and that all statements made on information and belief are believed to be true; and further that these statements were made with the knowledge that willful false statements and the like so made are punishable by fine or imprisonment, or both, under Section 1001 of Title 18 of the United States Code and that such willful false statements may jeopardize the validity of the application or any patent issued thereon.

Date December 25, 2001

Full name of the translator Masatomo SUGIURA

Signature of the translator 

Post Office Address 7th Floor, Ikebukuro Park Bldg.,
49-7, Minami Ikebukuro 2-chome,
Toshima-ku, Tokyo 171-0022 JAPAN

NOT
SUSPENDED

THIS PAGE BLANK (USPTO)

P C T

国際調査報告

(法 8 条、法施行規則第40、41条)
〔P C T 1 8 条、P C T 規則43、44〕

出願人又は代理人 の書類記号 S01P0815W000	今後の手続きについては、国際調査報告の送付通知様式(P C T / I S A / 2 2 0) 及び下記 5 を参照すること。	
国際出願番号 P C T / J P 0 1 / 0 4 2 5 2	国際出願日 (日.月.年) 2 2 . 0 5 . 0 1	優先日 (日.月.年) 2 3 . 0 5 . 0 0
出願人 (氏名又は名称) ソニー株式会社		

国際調査機関が作成したこの国際調査報告を法施行規則第41条 (P C T 1 8 条) の規定に従い出願人に送付する。
この写しは国際事務局にも送付される。

この国際調査報告は、全部で 3 ページである。

☐ この調査報告に引用された先行技術文献の写しも添付されている。

1. 国際調査報告の基礎

a. 言語は、下記に示す場合を除くほか、この国際出願がされたものに基づき国際調査を行った。

☐ この国際調査機関に提出された国際出願の翻訳文に基づき国際調査を行った。

b. この国際出願は、ヌクレオチド又はアミノ酸配列を含んでおり、次の配列表に基づき国際調査を行った。

☐ この国際出願に含まれる書面による配列表

☐ この国際出願と共に提出されたフレキシブルディスクによる配列表

☐ 出願後に、この国際調査機関に提出された書面による配列表

☐ 出願後に、この国際調査機関に提出されたフレキシブルディスクによる配列表

☐ 出願後に提出した書面による配列表が出願時における国際出願の開示の範囲を超える事項を含まない旨の陳述書の提出があった。

☐ 書面による配列表に記載した配列とフレキシブルディスクによる配列表に記録した配列が同一である旨の陳述書の提出があった。

2. ☐ 請求の範囲の一部の調査ができない (第 I 欄参照)。

3. ☐ 発明の単一性が欠如している (第 II 欄参照)。

4. 発明の名称は ☒ 出願人が提出したものを承認する。

☐ 次に示すように国際調査機関が作成した。

5. 要約は ☒ 出願人が提出したものを承認する。

☐ 第 III 欄に示されているように、法施行規則第47条 (P C T 規則38.2(b)) の規定により国際調査機関が作成した。出願人は、この国際調査報告の発送の日から 1 カ月以内にこの国際調査機関に意見を提出することができる。

6. 要約書とともに公表される図は、

第 1 図とする。 ☒ 出願人が示したとおりである。

☐ なし

☐ 出願人は図を示さなかった。

☐ 本図は発明の特徴を一層よく表している。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

A. 発明の属する分野の分類 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ H01L49/00

B. 調査を行った分野

調査を行った最小限資料 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ H01L49/00

最小限資料以外の資料で調査を行った分野に含まれるもの

日本国実用新案公報	1922-1996年
日本国公開実用新案公報	1971-2001年
日本国登録実用新案公報	1994-2001年
日本国実用新案登録公報	1996-2001年

国際調査で使用した電子データベース (データベースの名称、調査に使用した用語)

JOIS (JICST科学技術文献ファイル)

C. 関連すると認められる文献

引用文献の カテゴリー*	引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示	関連する 請求の範囲の番号
A	JP 11-195801 A (キャノン株式会社) 21. 7月. 1999 (21. 07. 99) 全文, 図1-8 (ファミリーなし)	1-18
A	JP 6-5921 A (シャープ株式会社) 14. 1月. 1994 (14. 01. 94) 全文, 図1-8 (ファミリーなし)	1-18

☒ C欄の続きにも文献が列挙されている。☐ パテントファミリーに関する別紙を参照。

* 引用文献のカテゴリー

「A」 特に関連のある文献ではなく、一般的技術水準を示すもの

「E」 国際出願日前の出願または特許であるが、国際出願日以後に公表されたもの

「L」 優先権主張に疑義を提起する文献又は他の文献の発行日若しくは他の特別な理由を確立するために引用する文献 (理由を付す)

「O」 口頭による開示、使用、展示等に言及する文献

「P」 国際出願日前で、かつ優先権の主張の基礎となる出願

の日の後に公表された文献

「T」 国際出願日又は優先日後に公表された文献であって出願と矛盾するものではなく、発明の原理又は理論の理解のために引用するもの

「X」 特に関連のある文献であって、当該文献のみで発明の新規性又は進歩性がないと考えられるもの

「Y」 特に関連のある文献であって、当該文献と他の1以上の文献との、当業者にとって自明である組合せによって進歩性がないと考えられるもの

「&」 同一パテントファミリー文献

国際調査を完了した日

14. 08. 01

国際調査報告の発送日

21.08.01

国際調査機関の名称及びあて先

日本国特許庁 (ISA/JP)

郵便番号100-8915

東京都千代田区霞が関三丁目4番3号

特許庁審査官 (権限のある職員)

小野田 誠

4M

8427

電話番号 03-3581-1101 内線 3462

THIS PAGE BLANK (USPTO)

国際調査報告

国際出願番号 PCT/JP01/04252

C (続き) 関連すると認められる文献

引用文献の
カテゴリー*

引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示

関連する
請求の範囲の番号

A

JP 6-5912 A (シャープ株式会社)
14. 1月. 1994 (14. 01. 94)
全文, 図1-7 (ファミリーなし)

1-18

THIS PAGE BLANK (USPTO)

明 細 書

フラクタル構造体およびその形成方法

5 技術分野

この発明は、フラクタル構造体およびその形成方法に関し、特に、新規な原理に基づいたものである。

背景技術

- 10 固体材料の電子・光素子への応用を考える時、その材料の持つ物性値が用途に制約を与えることがある。例えば、半導体材料を発光素子に利用する場合、その材料のバンドギャップに対応する発光波長のデバイスに応用することはできるが、発光波長を変えるためには工夫が必要である。半導体のバンドに係わる物性値に関しては、超格子によって制御が実現されている。具体的には、超格子の周期を変えることによって、サブバンドのバンド幅を制御することができ、発光波長を設計することができる。

- さて、多電子状態の構造を材料設計により制御することを目指し、本発明者は量子ドット結合体による多体効果工学を提唱し、理論的解析を行ってきた ((1)US patent 5,430,309 (2)US patent 5,663,571 (3)US patent 5,719,407 (4)US patent 5,828,090 (5)US patent 5,831,294 (6)US patent 6,020,605 (7)J. Appl. Phys. 76, 2833(1994) (8) Phys. Rev. B51, 10714(1995) (9)Phys. Rev. B51, 11136(1995) (10)J. Appl. Phys. 77, 5509(1995) (11)Phys. Rev. B53, 6963(1996) (12)Phys. Rev. B53, 10141(1996) (13)Appl. Phys. Lett. 68, 2657(1996) (14)J. Appl. Phys. 80, 3893(1996) (15)J. Phys. Soc. Jpn. 65, 3952(1996) (16)Jpn. J. Ap

THIS PAGE BLANK (USPTO)

pl. Phys. 36, 638 (1997) (17) J. Phys. Soc. Jpn. 66, 425 (1997) (18) J. Appl. Phys. 81, 2693 (1997) (19) Physica (Amsterdam) 229B, 146 (1997) (20) Physica (Amsterdam) 237A, 220 (1997) (21) Surf. Sci. 375, 403 (1997) (22) Physica (Amsterdam) 240B, 116 (1997) (23) Physica (Amsterdam) 240B, 128 (1997) (24) Physica (Amsterdam) 1E, 226 (1997) (25) Phys. Rev. Lett. 80, 572 (1998) (26) Jpn. J. Appl. Phys. 37, 863 (1998) (27) Physica (Amsterdam) 245B, 311 (1998) (28) Physica (Amsterdam) 253B, 96 (1998) (29) Phys. Rev. B 59, 4952 (1999) (30) Surf. Sci. 432, 1 (1999) (31) International Journal of Modern Physics B. Vol. 13, NO. 21, 22, pp. 2689-2703, 1999)。例えば、量子ドット間のトンネル現象と量子ドット内の電子間相互作用とを調整することにより、様々な相関電子系が実現されるであろうと期待されている。いま、近接量子ドット間のトンネル・トランスファーを t と書くことにする。そのとき、量子ドットが正立方格子状に並んでいるとすれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 4t$ である。もし量子ドットが一次元チェーンとして形成されていれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2t$ である。三次元的な量子ドットアレーならば $T_{eff} = 6t$ である。つまり、量子ドットアレーの次元性が D ならば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2Dt$ であった。さて、ハーフフィルド (half-filled) (量子ドット一個あたり一電子) のモット (Mott) 転移 (モット (Mott) - ハバード (Hubbard) 転移またはモット金属 - 絶縁体転移とも呼ぶ) を考える。量子ドット内の実効的電子間相互作用を U_{eff} と書くことにすると、このモット絶縁体側でのハバード・ギャップは $\Delta = U_{eff} - T_{eff}$ でほぼ記述されることから、 U_{eff} や t を変えることでモット転移を制御することができることになる。既に提案しているように、電界効果によって、 U_{eff} 、 t を調整してモット - ハバード転移を制御することができ、電界効果素

THIS PAGE BLANK (USPTO)

子に応用可能である（上記文献(5)(6)(11)(14)）。

一方で、 $\Delta = U_{eff} - T_{eff} = U_{eff} - 2 D t$ の式を見てみると、系の次元性Dを制御することによって、モットーハバード転移を制御することも可能であろうと考えられる。この目的のため、本出願人は、
5 次元性を連続的に変化させることのできるフラクタル結合体を提案し、そのフラクタル次元の変化によりモットーハバード転移が制御可能であることを示してきた。

より幅広い材料の設計を行うため、単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することが望まれている。

10 ところで、情報処理を担う物理系として、内在する非線形性は必須のものである。従来から用いられてきた素子として、ある程度の非線形な応答が見られる材料を用いた電子素子がある。例えば、電流－電圧特性に非線形性があるものとして、微分負抵抗を示す二端子素子が挙げられる。もちろん、三端子素子として、MOS－FETは現代の
15 技術を支えている。そして、これらの非線形性を持つ電子素子を線形な電子回路で結合し、非線形性を持つ情報処理装置を構築することにより、任意の計算を実行することができる。

しかしながら、そのような電子回路では、高度に集積化することによる困難が問題になってきている。例えば、発熱の問題である。内在する電気抵抗に起因するこの発熱は、電子素子の非線形性を生み出すために必須であり、情報処理を実行するのに不可欠であって、本質的である。
20

この困難を回避するため、要素素子の非線形性を高めることで素子数を減らす試みがなされてきた。この方向を発展させると必然的に、
25 要素素子がカオスを示す程に強い非線形性を持つものが望まれてくる。カオスを示す古典的な系を量子化したとき、その量子系の振る舞いを

THIS PAGE BLANK (USPTO)

特徴付けるのが量子カオスである。

一方で、要素素子が微細化されて行くと、その素子に閉じ込められた電子は量子力学的粒子として振る舞うことになる。従って、この観点より、量子カオスを示す要素素子に期待が集まっている。本出願人は、フラクタル形状を持つ構造中の量子系において、系を特徴付けるフラクタル次元を変えることで量子カオスを制御することができることを理論的に示してきた。

この発明が解決しようとする課題は、単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することができるフラクタル構造体およびその形成方法を提供することにある。

この発明が解決しようとする他の課題は、単純なフラクタル性を越えた設計方法により相転移やカオス、特に量子カオスを制御することができるフラクタル構造体およびその形成方法を提供することにある。

発明の開示

本発明者は、上記課題を解決すべく鋭意検討を行った結果、フラクタル構造を成長させる際に成長条件を時間的に変化させることで、複数のフラクタル次元で特徴付けられる部分を持つ、より複雑なフラクタル構造体を形成することができることを見い出した。特に、ランダム・フラクタルの成長過程において、フラクタル次元の高い核の周辺にフラクタル次元の低い領域を形成することにより、神経細胞状のフラクタル構造体を形成することができることが分かった。そして、これらのフラクタル構造体においては、磁気相転移などの相転移や、カオス、特に電子状態における量子カオスなどの発現を制御することが可能であることが分かった。その後、詳細な解析を行った結果、これらの現象の制御に好適なフラクタル次元が存在することが分かった。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

この発明は、本発明者による以上の検討に基づいて案出されたものである。

すなわち、上記課題を解決するために、この発明の第1の発明は、
自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域
5 を有する

ことを特徴とするフラクタル構造体である。

この発明の第1の発明においては、フラクタル構造体全体に占める
複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造
体において発現する相転移の性質が制御される。あるいは、相互作用
10 する電子系の電子間相関が制御される。また、強磁性相転移の磁化曲
線が制御される。さらに、そのフラクタル構造体において発現するカ
オスの性質が制御され、より具体的には例えば電子状態における量子
カオスが制御される。この電子状態における量子カオスの制御は、フ
ラクタル構造体全体に占める複数の領域の体積の比率の調整に加えて、
15 磁性不純物添加によるランダム磁場の導入を併用することにより、高
い制御性で制御することができる。もっとも、この電子状態における
量子カオスの制御は、フラクタル構造体全体に占める複数の領域の体
積の比率の調整を行わず、磁性不純物添加によるランダム磁場の導入
だけでも可能である。ここで、複数の領域の体積の比率はこれらの領
20 域を構成する原子数の比率に対応し、これはさらに、後に詳述する発
明の実施の形態ではこれらの領域を形成するための成長時間（ステッ
プ）の比率に対応する。

この発明の第1の発明において、フラクタル構造体は、典型的には、
第1のフラクタル次元を有する核となる第1の領域と、第1の領域の
25 周辺の第2のフラクタル次元を有する一つまたは複数の第2の領域と
を有し、第2のフラクタル次元は第1のフラクタル次元より低い。特

THIS PAGE BLANK (USPTO)

に、これらの第1の領域および第2の領域が全体として星状の形状を有する場合は、星状フラクタル構造体である。これらの第1の領域および第2の領域を有するフラクタル構造体においては、発現する相転移の性質あるいは相互作用する電子系の電子間相関の制御性を十分に確保する観点からは、より具体的には、例えば、強磁性相転移の磁化曲線の制御、量子カオスの制御などを良好に行い、あるいは、相関電子系の制御を良好に行ってモット絶縁体と金属との接合を良好に形成するなどの観点からは、好適には、第1のフラクタル次元を D_{f1} 、第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ とし、典型的には、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とし、より好適には、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とする。ここで、 D_{f1} の上限値である3は3次元空間の次元に対応するものであり、 D_{f2} の下限値である1は構造内の連結性の確保に必要なものである。

この発明の第2の発明は、

自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体の形成方法であって、

一つまたは複数の起点からフラクタル構造の成長を行い、その成長過程において、異なるフラクタル次元が得られるように成長条件を時間的に変化させるようにした

ことを特徴とするものである。

この発明の第2の発明においては、典型的には、成長を開始した時刻から第1の時刻までは第1のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行い、第1の時刻から第2の時刻までは第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行う。この場合、第1のフラクタル次元を有する第1の領域の周辺に、第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル

THIS PAGE BLANK (USPTO)

次元を有する第 2 の領域が形成されたフラクタル構造体が形成される。成長条件は、後に詳述する発明の実施の形態では式 (4) の α であるが、実際の成長においては、例えば液相で成長を行う場合には、成長に用いる溶媒の種類が例として挙げられる。すなわち、この場合には、成長過程において溶媒の種類を変えることにより、フラクタル次元の異なる領域を形成することができる。

この発明の第 1 の発明と同様に、これらの第 1 の領域および第 2 の領域を有するフラクタル構造体においては、発現する相転移の性質あるいは相互作用する電子系の電子間相関の制御性を十分に確保する観点からは、より具体的には、例えば、強磁性相転移の磁化曲線の制御、量子カオスの制御などを良好に行い、あるいは、相関電子系の制御を良好に行ってモット絶縁体と金属との接合を良好に形成するなどの観点からは、好適には、第 1 のフラクタル次元を D_{r1} 、第 2 のフラクタル次元を D_{r2} としたとき、 $D_{r1} > 2.7$ かつ $D_{r2} < 2.3$ とし、典型的には、 $2.7 < D_{r1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{r2} < 2.3$ とし、より好適には、 $2.9 \leq D_{r1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{r2} < 2.3$ とする。ここで、 D_{r1} の上限値である 3 は 3 次元空間の次元に対応するものであり、 D_{r2} の下限値である 1 は構造内の連結性の確保に必要なものである。

上述のように構成されたこの発明によれば、フラクタル構造の成長条件を時間的に変化させることにより、互いにフラクタル次元が異なる複数の領域を有するフラクタル構造体、例えば星状フラクタル構造体を得ることができる。そして、このフラクタル構造体において、フラクタル構造体全体に占める複数の領域の体積の比率の調整などにより、このフラクタル構造体において発現する相転移の性質を制御することができる。また、フラクタル次元の最適化により、制御性の向上を図ることができる。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

図面の簡単な説明

第 1 図は、この発明の第 1 の実施形態においてシミュレーションにより得られた星状フラクタル構造体を示す略線図、第 2 図は、この発明の第 1 の実施形態においてシミュレーションにより得られた星状フラクタル構造体を示す略線図、第 3 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体のフラクタル次元を説明するための略線図、第 4 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第 5 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第 6 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第 7 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第 8 図は、この発明の第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の内部における空間的变化を説明するための略線図、第 9 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第 10 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第 11 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第 12 図は、単一のフラクタル次元を有するフラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、

THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 3 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 4 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 5 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 6 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 7 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 8 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 9 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 0 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 1 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 2 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 3 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 4 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 5 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 6 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 7 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 8 図は、単体フラクタル構造体における α とフラクタル次元 D_f との関係を示す略線図、第 2 9 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $M_r(r)$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

を示す略線図、第 3 0 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $M_s(r)$ を示す略線図、第 3 1 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $M_s(r)$ を示す略線図、第 3 2 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $D_{av}(r)$ を示す略線図、第 3 3 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $D_{av}(r)$ を示す略線図、第 3 4 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $D_{av}(r)$ を示す略線図、第 3 5 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 3 6 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 3 7 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 3 8 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 3 9 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 4 0 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 4 1 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 2 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 3 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 4 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 5 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 6 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量

THIS PAGE BLANK (USPTO)

を示す略線図、第 4 7 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 8 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 9 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における Berry-Robnik パラメータ ρ を示す略線図である。

発明を実施するための最良の形態

以下、この発明の実施形態について説明する。以下の実施形態においては、複数のフラクタル次元で特徴付けられる部分を持つフラクタル構造体の一例として星状フラクタル構造体を考える。この星状フラクタル構造体は、ランダム・フラクタルの成長過程において、フラクタル次元の高い核の周辺に、フラクタル次元の低い領域を形成することにより形成される神経細胞状のフラクタル構造体である。

15 第 1 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、Dielectric breakdown model ((32) A. Erzan, L. Pietronero, A. Vespignani, Rev. Mod. Phys. 67, 545 (1995) (33) L. Niemeyer, L. Pietronero, H. J. Wiesmann, Phys. Rev. Lett. 52, 1033 (1984)) を発展させることにより得られる。

いま、三次元空間の正方格子 S を定義し、その格子点 $(i_1, i_2, i_3) \in S$ 上にスカラーポテンシャル場 $\phi(i_1, i_2, i_3)$ を定義し、これを電位と称する。この電位はラプラス方程式

$$25 \quad \Delta \phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad (1)$$

に従うものとする。これから定義する図形 T は三次元格子上の格子

THIS PAGE BLANK (USPTO)

点の集合であり、 T_0 は $(0, 0, 0)$ のみからなり、 T_{n+1} は順次、
以下に与えるルールにより、 T_n に一格子点を付け加えることにより
生成される。

まず、 T_n に含まれる各点の電位を 1 とし、無限遠点での電位を 0
5 とする。つまり、

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad \text{when } (i_1, i_2, i_3) \rightarrow \infty \quad (2)$$

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 1 \quad \text{when } (i_1, i_2, i_3) \in T_n \quad (3)$$

である。この境界条件のもとで方程式 (1) を解き、各格子点の電位を
決定する。 T_{n+1} を構成するために T_n に付け加えられるべき格子点
10 は、 T_n に含まれず、 T_n に最近接する格子点の集合 U_n から選ばれ
る。 U_n に含まれる格子点の数を N_n と書く。

さて、 U_n に含まれる各点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ (ただし、 $m = 1, 2, \dots, N_n$) に対し、その電界強度を

$$E_m(\alpha) = |\phi(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m}) - 1|^\alpha \quad (4)$$

15 と定義する。 U_n のある点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ が選ばれる確率は、そ
の電界強度 $E_m(\alpha)$ に比例する。つまり、その確率は

$$P_m(\alpha) = \frac{E_m(\alpha)}{\sum_{j=1}^{N_n} E_j(\alpha)} \quad (5)$$

20 である。

以上の操作を繰り返すことで T_n を構成して行く。理想的なフラク
タルは、無限に繰り返した極限集合

$$T_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} T_n \quad (6)$$

であろう。また、 $\alpha = 1$ の場合、上記と Diffusion limited aggregat
25 ion による図形生成の結果は一致する ((34) T. A. Witten, Jr. and L. M.
Sander, Phys. Rev. Lett. 47, 1400 (1984) ; Phys. Rev. B 27, 5686 (1983)) 。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

この第1の実施形態による星状フラクタル構造体は、上述の成長のステップ n に応じて、 α パラメータを変化させることによって形成される。つまり、上記成長過程を、 $1 \leq n \leq \tau_1$ において、 α_1 を用いて成長を行い、 $\tau_1 + 1 \leq n \leq \tau_2$ において α_2 を、 $\tau_2 + 1 \leq n \leq \tau_3$ において α_3 を、というように実行する。以下では、二種類のフラクタル次元を持つ場合のシミュレーションを行う。その結果を第1図、第2図および第3図に示す。ただし、このシミュレーションでは、 $\tau_2 = 10000$ 、 $\alpha_1 = 0$ 、 $\alpha_2 = 2$ は共通とし、第1図では $\tau_1 = 3000$ 、第2図では $\tau_1 = 5000$ 、第3図では $\tau_1 = 7000$ とした。第1図、第2図および第3図より、それぞれ、中心（成長起点）にボール状のフラクタル次元の高い領域（ソマティック・フラクタル）を持つ一方、その周辺に樹状のフラクタル次元の低い領域（デンドリティック・フラクタル）を持つことがわかる。このような構造は神経細胞においてよく見られるものである。つまり、細胞のソーマ部分から樹状突起が生えており、その機能を発現させている。

より詳しく構造を理解するために、フラクタル次元の計算過程を用いる。成長起点 $(0, 0, 0)$ からの距離を r としたとき、半径 r の球に含まれる成長点の数を $N(r)$ と書くことにする。そのとき、 a を比例係数として

$$N(r) = ar^{D_f} \quad (7)$$

と書けたならば、 D_f をフラクタル次元と呼ぶ。従って、両辺の対数をとると、

$$\log N(r) = \log a + D_f \log r \quad (8)$$

であるから、 \log - \log プロットを行ったときに直線に乗ればフラクタル的であり、その傾きがフラクタル次元である。第4図では、上記の成長実験で得られたそれぞれの場合に関し、この \log - \log プロットを

THIS PAGE BLANK (USPTO)

行った。第4図から分かるように、 $\log(r)$ が小さいときは大きな傾きの直線に乗り、 $\log(r)$ がある臨界点を越えると傾きが小さな直線に乗る。これは、異なる二つのフラクタル次元を持つことを示している。具体的には、この例では、 $\log(r)$ が臨界点を越える前のフラクタル次元は約2.9、 $\tau_1 = 8000$ の場合を除いて臨界点を越えた後のフラクタル次元は約2.1である。臨界点の場所は、 τ_1 の増加とともに増加し、この成長モデルとその解釈とを裏付けている。

(2) 星状フラクタル構造体での相関電子系

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に電子系を定義する。

10 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (9)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (10)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下のように定義される。

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{i,j} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (11)$$

20 電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (12)$$

25 を採用する。また、 j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma}$ とその和 $\hat{n}_j = \sum_\sigma \hat{n}_{j,\sigma}$ を定義する。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン $\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N}$ を導入する。ただし、 $\hat{N} = \sum_j \hat{n}_j$ である。ここで問題とするハーフフィールドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィールドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{t}_{j,i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (13)$$

演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (14)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (15)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} + \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \quad (16)$$

$$\hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (17)$$

によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A}, \hat{B} に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (18)$$

である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (19)$$

は特に重要である。

系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (20)$$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

$$i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (21)$$

- 5 が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する（(35) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994)）。もし、p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

$$\langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (22)$$

10

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベータ格子のときに厳密になるとのことであるが、この場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$15 \quad (i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (23)$$

ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (24)$$

- 20 を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

$$i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$$

25

$$+ t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (25)$$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{j}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (26)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (27)$$

5

という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma} \quad (28)$$

10

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、

$$G_{j,1} = G_{j,-1} \quad (29)$$

を仮定して以下の計算を行う。小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

15

$$D_j(\omega) = -\text{Im} G_j(\omega + i\delta) \quad (30)$$

がサイト j の局所状態密度、

$$D(\omega) = -\frac{1}{n+1} \sum_j D_j(\omega) \quad (31)$$

20

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0.0001$ を用いることにする。

(1) で得られている、星状フラクタル構造体に関し、そのモット転移を解析する。 $\tau_2 = 10000$ 、 $\alpha_1 = 0$ 、 $\alpha_2 = 2$ を共通とし、 τ_1 として、 $\tau_1 = 0, 2000, 4000, 6000, 8000, 10000$ を用いた。 $t = 1$ を採用し、数値計算により得られた状態密度を第5図、第6図および第7図に示す。第5図では $U = 8$ を用い、

25

THIS PAGE BLANK (USPTO)

第6図では $U = 10$ を用い、第7図では $U = 12$ を用いた。第5図で
 $\tau_1 = 10000$ の場合、つまり $\alpha = 0$ の純粋なフラクタル構造体の
 場合、 $\omega = 0$ での状態密度 $D(0)$ が有限であって、この電子系は金
 5 属相にある。 τ_1 が減少して行くに従い、 $D(0)$ が減少して行き、
 絶縁性が増大して行く。 $\tau_1 < 4000$ ではほとんど $D(0)$ が消失
 し、モット絶縁体化が起こる。

第6図では全てのパラメータでモット絶縁体として振る舞うが、そ
 の絶縁性、つまりは電子間の相関効果は、 τ_1 の変化に伴い増加して
 いるのが分かる。というのも、実効的ハバードバンドの幅が τ_1 の減
 10 少に伴い増加しているからである。

星状フラクタル構造体の内部における空間的变化に関し、詳細を検
 討する。そのために、フェルミ・エネルギー上の局所状態密度 D_j
 ($\omega = 0$)の空間的变化を解析する。成長起点 $(0, 0, 0)$ からの
 距離を r としたとき、成長起点からの距離が r から $r + dr$ の成長点
 15 集合を $U_s(r)$ と書き、その元の数 $M_s(r)$ と書くことにする。
 そのとき、 $D_{ave}(r)$ を以下のように定義する。

$$D_{ave}(r) = \frac{1}{M_s(r)} \sum_{j \in U_s(r)} D_j(0) \quad (32)$$

20 この量は、成長起点から距離 r の球面上における、フェルミ・エネル
 ギー上の局所状態密度の平均値である。第8図において、 $U = 8$ とし
 た場合の $D_{ave}(r)$ が示されている。この計算では $dr = 1$ を用い、
 様々な τ_1 に対してプロットしている。 r が小さい領域、つまり、ソ
 マティック・フラクタルの領域では $D_{ave}(r)$ が有限の値をとり、
 25 金属的に振る舞うことが分かる。 r の増加に伴って、 $D_{ave}(r)$ は
 減少し、ゼロへと漸近する。つまり、モット絶縁体化が起こる。モッ

THIS PAGE BLANK (USPTO)

ト絶縁体化が起こる r の値はそれぞれ異なり、 τ_1 が大きいほど大きな r の値が必要となるのは、 α パラメータでモット金属－絶縁体転移を制御できることからして当然である。つまり、中心の金属領域がモット絶縁体領域によってくるまれているという、新しい電子系が実現されていることになる。

従って、星状フラクタル構造体において、その構造で発現するモット金属－絶縁体転移およびモット絶縁体の性質は、 τ_1 により制御することができることが分かった。

第2の実施形態

10 (1) 星状フラクタル構造体の形成

この第2の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に
15 関して成長の数値実験を行った。

第9図～第11図では、上記の成長実験で得られたそれぞれの場合に関し、第1の実施形態と同様な \log - \log プロットを行った。第9図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ 、第10図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、第11図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ を用いた。第
20 9図～第11図から分かるように、 $\log(r)$ が小さいときは大きな傾きの直線に乗り、 $\log(r)$ がある臨界点を越えると傾きが小さな直線に乗る。これは、異なる二つのフラクタル次元を持つことを示している。臨界点の場所は、 τ_1 の増加とともに増加し、この成長モデルとその解釈とを裏付けている。

25 (2) 星状フラクタル構造体での強磁性転移

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に、強磁性体を記述す

THIS PAGE BLANK (USPTO)

るスピン系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (33)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン

5 系を考える。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (34)$$

\mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (35)$$

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間のみでスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

$$Z = \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} e^{-H/T} \quad (36)$$

ただし、和の記号内の $\{\mathbf{S}_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

$$M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^{n+1} \langle \mathbf{S}_p \rangle \quad (37)$$

ただし、期待値 $\langle \mathbf{S}_p \rangle$ は

$$\langle \mathbf{S}_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} \mathbf{S}_p e^{-H/T} \quad (38)$$

25

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に \mathbf{M} はスピン空間におけ

THIS PAGE BLANK (USPTO)

るベクトル量であるが、その絶対値 $M = |\mathbf{M}|$ を計算する。

ここではイジング・モデルを考える。イジング・モデルでは、

$$S_p = 1 \text{ or } -1 \quad (39)$$

- 5 の二状態のみが有り得る。さて、このイジング・モデルに平均場近似を導入しよう。p 番目のサイトの自発磁化を μ_p と書く。この系ではサイトごとに分子場が異なるので、それを $\bar{\mu}_p$ と書くことにする。平均場近似の仮定として、分子場が最近接サイトの自発磁化で

$$\bar{\mu}_p = \sum_q J_{p,q} \mu_q \quad (40)$$

- 10 と書けるものを採用する。この仮定により、上記ハミルトニアンは

$$H_{MF} = - \sum_{p=1}^{n+1} \bar{\mu}_p \sigma_p \quad (41)$$

- 15 と単純化される。この単純化されたハミルトニアンによる分配関数を用いて得られる自発磁化が μ_p となるようなセルフコンシステント (self-consistent) 方程式を導くと

$$\mu_p = \tanh(\beta \bar{\mu}_p) \quad (42)$$

が得られ、この方程式を数値的に解くことで、系の自発磁化

20
$$M_{\text{Ising}} = \frac{1}{n+1} \sum_{j=0}^n \mu_j \quad (43)$$

を求める。

- 第 12 図に、単一のフラクタル次元を持つ典型的なフラクタル構造体における自発磁化を示す。 $\alpha = 0$ 、 $\alpha = 1$ 、 $\alpha = 2$ の結果が示され
25 ている。さて、星状フラクタル構造体における自発磁化を示す。第 13 図～第 15 図は星状フラクタル構造体における自発磁化を示し、第

THIS PAGE BLANK (USPTO)

1 3 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ 、第 1 4 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、第 1 5 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合である。

第 1 3 図を詳しく観察する。 $\tau_1 = 0$ の場合は $\alpha = 2$ の単純フラクタル構造体と同じである。一方、 $\tau_1 = 10000$ の場合は、 $\alpha = 0$ の

5 単純フラクタル構造体と同じである。 τ_1 として、上記の二極の中間の値を取って行くと、二極を内挿する新しい磁化曲線が現れる。もちろんその磁化曲線は、二極の各部分の加重平均に近いものであるが、

実際には $\alpha = 2$ の領域と $\alpha = 0$ の領域との間に相互作用があり、全体として新しい磁性体をなしている。第 1 4 図でも、 $\alpha = 1$ と $\alpha = 0$ の

10 単純フラクタル構造体を内挿する新しい磁化曲線が現れ、第 1 5 図では $\alpha = 2$ と $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体を内挿する新しい磁化曲線が現れる。従って、フラクタルを基礎とした構造体 (fractal-based complex) であるこの星状フラクタル構造体を用いることで、様々な磁性を示す材料を実現することができることが分かった。

15 第 3 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、第 2 の実施形態と同様に、成長条件として、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に関して成長の数値実験を行った。この成長実験で得られたそれぞれの場合に関して log-log プロットを行った結果は第 9 図～第 1 1 図に示したものと同様である。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

25 (1) で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_0 の元である格子点

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (44)$$

を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (45)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (46)$$

と定義される。ここで、トランスファーマー $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (47)$$

を採用する。このモデルでは最近接サイト間のみでホッピングが可能である。

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m |m\rangle \quad (48)$$

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (49)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (50)$$

を用い、新しい準位

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$\epsilon_0 = 0 \quad (51)$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (52)$$

へ変換する。ここで、

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (53)$$

である。系の状態密度 (the density of states) は

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (54)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (55)$$

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ 、統計量を計算する。参考文献 ((36) L. E. Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (37) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991)) にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Poisson 分布のもの

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (56)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (57)$$

5

となり、量子カオス系の場合、GOE 分布

$$P_{\text{GOE}}(s) = \frac{\pi s}{2} e^{-\pi s^2/4} \quad (58)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{\pi^2}{8} - \frac{5}{4} \right] + O(n^{-1}) \quad (59)$$

10

となる。ここで、 γ はオイラー定数である。

ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 10000$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n+1 = 10001$

15 個の固有状態がある。この中で、基底状態から 501 番目より 2001 番目までの、1501 状態に関するエネルギー固有値をもとに、

以下の量子準位統計量を計算した。第 16 図および第 17 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 16 図では $P(s)$ を、第 17 図では Δ_3 統計量を示した。

20 $\tau_1 = 10000$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 3 ($D_f \sim 2.91$) に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。このとき、量子準位統計は GOE 分布のものとなっている。一方、 $\tau_1 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 2 ($D_f \sim 2.16$) に近いので、

25 系は可積分系として振る舞う。そして τ_1 が 0 から 10000 へ増加して行くに従い、Poisson 分布から GOE 分布へと変化している。従って、 τ_1 を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系

THIS PAGE BLANK (USPTO)

まで、幅広い種類の量子系を実現することができる。

上記例は、 $\alpha = 0$ と $\alpha = 2$ の共存する星状フラクタル構造体であった。一方、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体はフラクタル次元 ($D_f \sim 2.45$) 程度であり、この $\alpha = 1$ の単純フラクタルを介して $\alpha = 0$ の量子カオス系と $\alpha = 2$ の可積分系とをつなぐこともできる。第 18 図および第 19 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 20 図および第 21 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 18 図および第 20 図では $P(s)$ を、第 19 図および第 21 図では Δ 統計量を示した。第 18 図および第 19 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 16 図および第 17 図の $\tau_1 = 10000$ と同一の量子カオス系である。第 18 図および第 19 図において見られるように、 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量は G O E 分布のものから Poisson 分布のものへと変化して行く。しかしながら、第 18 図および第 19 図での $\tau_1 = 0$ 、つまり $\alpha = 1$ の単純フラクタルでも、完全な Poisson 分布にはなっていない。さて、第 20 図および第 21 図へ目を転じよう。第 20 図および第 21 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 18 図および第 19 図の $\tau_1 = 0$ と同一であり、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体における量子準位統計量である。 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量はより Poisson 分布のそれへと近づいて行き、 τ_1 が十分小さい所では、Poisson 分布のものへと漸近している。もちろん第 20 図および第 21 図における $\tau_1 = 0$ は、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルにおける量子準位統計量であり、第 16 図および第 17 図の $\tau_1 = 0$ と同じである。

25 第 4 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

THIS PAGE BLANK (USPTO)

この第4の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、第2の実施形態と同様に、成長条件として、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に関して成長の数値実験を行った。この成長実験で得られたそれぞれの場合に関して log-logプロットを行った結果は第9図～第11図に示したものと同様である。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (60)$$

を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (61)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (62)$$

と定義される。ここで、トランスファー $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} \exp(i\theta_{p,q}) & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (63)$$

を採用する。ただし、 $\theta_{p,q} = -\theta_{q,p}$ は

$$0 < \theta_{p,q} < 2\pi \quad (64)$$

を満たすランダムな実数である。このモデルでは、最近接サイト間のみでホッピングが可能である。そして、そのホッピングに伴い、場所

THIS PAGE BLANK (USPTO)

によりランダムな位相因子 $\theta_{p,q}$ が付け加わる。格子点を一周するループでこの位相因子を積分すれば、そのループを貫く磁束になるので、 $0 < \theta_{p,q} < 2\pi$ のランダムな分布に対し、局所的には磁場が導入されていることになる。この磁場は、強度、方向ともに全くランダムであり、空間的に平均をとるとゼロ磁場となるので、系のフラクタル性を破壊することはない。

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m|m\rangle \quad (65)$$

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (66)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (67)$$

を用い、新しい準位

$$\epsilon_0 = 0 \quad (68)$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (69)$$

へ変換する。ここで、

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (70)$$

である。系の状態密度 (the density of states) は

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (71)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

5

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (72)$$

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作
を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換され
10 る。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として
最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ_3 統計量を
計算する。参考文献 ((36) L. E. Reichl, The transition to chaos: in
conservative classical systems: quantum manifestations (Springer,
New York, 1992) (37) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Spring
15 er-Verlag, 1991))にあるように、これらの統計量を用いることで、量
子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古
典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知ら
れており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Po
20 isson 分布のもの

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (73)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (74)$$

となり、磁場下の量子カオス系の場合、GUE (Gaussian unitary e
25 nsemble) 分布

$$P_{\text{GUE}}(s) = \frac{32s^2}{\pi^2} e^{-4s^2/\pi} \quad (75)$$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{5}{4} \right] + O(n^{-1}) \quad (76)$$

となる。ここで、 γ はオイラー定数である。

- 5 ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 10000$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n+1 = 10001$ 個の固有状態がある。この中で、基底状態から 501 番目より 2001 番目までの、 1501 状態に関するエネルギー固有値をもとに、以下の量子準位統計量を計算した。第22図および第23図に $(\alpha_1,$
- 10 $\alpha_2) = (0, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第22図では $P(s)$ を、第23図では Δ_3 統計量を示した。 $\tau_1 = 10000$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が3 ($D_f \sim 2.91$) に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。このとき、量子準位統計はGUE分布のもの
- 15 となっている。一方、 $\tau_1 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が2 ($D_f \sim 2.16$) に近いので、系は可積分系として振る舞う。そして τ_1 が0から10000へ増加して行くに従い、Poisson 分布からGUE分布へと変化している。従って、 τ_1 を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系
- 20 まで、幅広い種類の量子系を実現することができる。

- 上記例は、 $\alpha = 0$ と $\alpha = 2$ の共存する星状フラクタル構造体であった。一方、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体はフラクタル次元 ($D_f \sim 2.45$) 程度であり、この $\alpha = 1$ の単純フラクタルを介して $\alpha = 0$ の量子カオス系と $\alpha = 2$ の可積分系とをつなぐこともできる。第24
- 25 図および第25図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第26図および第27図に $(\alpha_1,$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$\alpha_2) = (1, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。それぞれ、第 2 4 図および第 2 6 図では $P(s)$ を、第 2 5 図および第 2 7 図では Δ 統計量を示した。第 2 4 図および第 2 5 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 2 2 図および第 2 3 図の $\tau_1 = 10000$ と同一の量子カオス系である。第 2 4 図および第 2 5 図において見られるように、 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量は GUE 分布のものから Poisson 分布のものへと変化して行く。しかしながら、第 2 4 図および第 2 5 図での $\tau_1 = 0$ 、つまり $\alpha = 1$ の単純フラクタルでも、完全な Poisson 分布にはなっていない。さて、第 2 6 図および第 2 7

 10 図へ目を転じよう。第 2 6 図および第 2 7 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 2 4 図および第 2 5 図の $\tau_1 = 0$ と同一であり、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体における量子準位統計量である。 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量はより Poisson 分布のそれへと近づいて行き、 τ_1 が十分小さい所では、Poisson 分布のものへと漸近している。もちろん

 15 第 2 6 図および第 2 7 図における $\tau_1 = 0$ は、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルにおける量子準位統計量であり、第 2 2 図および第 2 3 図の $\tau_1 = 0$ と同じである。

磁場のない場合に見られた GUE 分布により記述される量子カオス系から Poisson 分布により記述される可積分量子系への変化に対応して、ランダム磁場下では、GUE 分布により記述される量子カオス系から Poisson 分布により記述される可積分量子系への変化が見られた。つまり、ランダム磁場の度合を制御することで、GUE 分布により記述される量子カオス系から、GUE 分布により記述される量子カオス系まで、幅広い量子カオス系が得られることが分かった。

25 第 5 の実施形態

この第 5 の実施形態においては、星状フラクタル構造体による相関

THIS PAGE BLANK (USPTO)

電子系の制御に好適なフラクタル次元について説明する。

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第5の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、
5 成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) に関して成長の数値実験を行った。

ところで、Dielectric breakdown modelによる単体フラクタル構造体の形成方法において、 α を変化させると、形成されるフラクタル構造体のフラクタル次元 D_f が変化することが知られている。シミュレーションにより得られているフラクタル次元を第28図に示す(上記文献(34))。第28図から分かるように、 α の増加に伴い、 D_f は減少して行く。 $\alpha < 0.5$ で $D_f > 2.7$ が得られ、一方で、 $\alpha > 1$ で $D_f < 2.3$ が得られる。

15 (2) 星状フラクタル構造体での相関電子系

(1)で定義された星状フラクタル構造体上に電子系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (77)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

20 $\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (78)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下のように定義される。

$$25 \quad \hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{i,j} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,1} \hat{n}_{j,1} \quad (79)$$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、
 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (80)$$

5

を採用する。また、j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad \text{とその和} \quad \hat{n}_j = \sum_\sigma \hat{n}_{j,\sigma} \quad \text{を定義する。}$$

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン

$$\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N} \quad \text{を導入する。ただし、} \quad \hat{N} = \sum_j \hat{n}_j \quad \text{である。ここで問}$$

10

題とするハーフフィールドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィールドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{t}_{j,i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (81)$$

15

演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (82)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (83)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} + \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \quad (84)$$

20

$$\hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (85)$$

によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A}, \hat{B} に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

25

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (86)$$

THIS PAGE BLANK (USPTO)

である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (87)$$

は特に重要である。

系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

5

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (88)$$

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

$$10 \quad i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (89)$$

が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する ((35) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994))。もし、p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

$$15 \quad \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (90)$$

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベータ格子のときに厳密になるとのことであるが、この場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$20 \quad (i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (91)$$

ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (92)$$

25 を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{j}_{pj,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$$

$$+ t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (93)$$

5

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{j}_{pj,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (94)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (95)$$

10 という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma} \quad (96)$$

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、

$$15 \quad G_j = G_{j,\uparrow} = G_{j,\downarrow} \quad (97)$$

を仮定して以下の計算を行う。小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

$$D_j(\omega) = -\text{Im} G_j(\omega + i\delta) \quad (98)$$

がサイト j の局所状態密度、

20

$$D(\omega) = -\frac{1}{n+1} \sum_j D_j(\omega) \quad (99)$$

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0.0001$ を用いることにする。

25

以下の計算においては、 $t = 1$ 、 $U = 7$ を固定する。星状フラクタル構造体の内部における空間的变化を詳しく解析するため、フェルミ

THIS PAGE BLANK (USPTO)

・エネルギー上の局所状態密度 D_j ($\omega = 0$) の空間的变化を解析する。成長起点 $(0, 0, 0)$ からの距離を r としたとき、成長起点からの距離が r から $r + dr$ の成長点の集合を $U_s(r)$ と書き、その元の数 $M_s(r)$ と書くことにする。そのとき、 $D_{ave}(r)$ を以下のように定義する。

$$D_{ave}(r) = \frac{1}{M_s(r)} \sum_{j \in U_s(r)} D_j(0) \quad (100)$$

この量は、成長起点から距離 r の球面上における、フェルミ・エネルギー上の局所状態密度の平均値である。この計算では $dr = 1$ を用いている。

第 29 図に、 $\alpha_2 = 2$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。第 30 図に、 $\alpha_2 = 1$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。第 31 図に、 $\alpha_2 = 0.6$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。また、第 32 図に、 $\alpha_2 = 2$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。第 33 図に、 $\alpha_2 = 1$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。第 34 図に、 $\alpha_2 = 0.6$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。

第 32 図、第 33 図および第 34 図より、 r が小さい領域、つまりソマティック・フラクタルの領域では $D_{ave}(r)$ が有限の値をとり、金属的に振る舞うことが分かる。 r の増加に伴って、 $D_{ave}(r)$ は減少し、ゼロへと漸近する。つまり、モット絶縁体化が起こる。十分な状態密度の変化が得られるためには、内部として $\alpha_1 < 0.4$ 程度、外部として $\alpha_2 > 1$ 程度が必要であり、フラクタル次元としては、内

THIS PAGE BLANK (USPTO)

部で $D_f > 2.7$ 、外部で $D_f < 2.3$ 程度が必要とされる。

第 6 の実施形態

この第 6 の実施形態においては、星状フラクタル構造体による磁化曲線制御に好適なフラクタル次元について説明する。

5 (1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) に関して成長の数値実験を行った。

10 (2) 星状フラクタル構造体での強磁性転移

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に、強磁性体を記述するスピン系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (101)$$

15 を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン系を考える。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (102)$$

20 \mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (103)$$

25 が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間のみでスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

$$Z = \sum_{\{S_p\}} e^{-H/T} \quad (104)$$

ただし、和の記号内の $\{S_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

5

$$M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^n \langle S_p \rangle \quad (105)$$

ただし、期待値 $\langle S_p \rangle$ は

$$\langle S_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{S_p\}} S_p e^{-H/T} \quad (106)$$

10

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に \mathbf{M} はスピン空間におけるベクトル量であるが、その絶対値 $M \equiv |\mathbf{M}|$ を計算する。

ここではイジング・モデルを考える。イジング・モデルでは、

15

$$S_p = 1 \text{ or } -1 \quad (107)$$

の二状態のみが有り得る。さて、このイジング・モデルに平均場近似を導入しよう。p 番目のサイトの自発磁化を μ_p と書く。この系ではサイトごとに分子場が異なるので、それを $\bar{\mu}_p$ と書くことにする。平均場近似の仮定として、分子場が最近接サイトの自発磁化で

20

$$\bar{\mu}_p = \sum_q J_{p,q} \mu_q \quad (108)$$

と書けるものを採用する。この仮定により、上記ハミルトニアンは

$$H_{MF} = - \sum_{p=0}^n \bar{\mu}_p \sigma_p, \quad (109)$$

25

と単純化される。この単純化されたハミルトニアンによる分配関数を

THIS PAGE BLANK (USPTO)

用いて得られる自発磁化が μ_p となるようなセルフコンシステント方程式を導くと

$$\mu_p = \tanh(\beta \bar{\mu}_p) \quad (110)$$

が得られ、この方程式を数値的に解くことで、系の自発磁化

5

$$M_{\text{Ising}} = \frac{1}{n+1} \sum_{j=0}^n \mu_j \quad (111)$$

を求める。

第35図に、 $\alpha_1 = 0$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発磁化
10 を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0$ とは、 $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 0.6$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第36図に、 $\alpha_1 = 0.2$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発
15 磁化を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0.2$ とは、 $\alpha = 0.2$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 1$ 程度で好適な自発磁
20 化が得られている。

第37図に、 $\alpha_1 = 0.4$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発
磁化を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0.4$ とは、 $\alpha = 0.4$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発
25 磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 1$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

第38図に、 $\alpha_2 = 2$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 2$ とは、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.4$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第39図に、 $\alpha_2 = 1$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 1$ とは、 $\alpha = 1$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.2$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第40図に、 $\alpha_2 = 0.6$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 0.6$ とは、 $\alpha = 0.6$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.2$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

以上を総合すると、星状フラクタル構造体の内部のソマティック領域のフラクタル次元として $D_f > 2.7$ 程度、または外部のデンドリティック領域のフラクタル次元として $D_f < 2.3$ 程度の条件を満たすとき、星状フラクタル構造体における磁化曲線は特徴的な振る舞いを示し、好適な制御を行うことができる。

第7の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第7の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第

THIS PAGE BLANK (USPTO)

1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) の組み合わせ、特に α_1 、 α_2 として、0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2を用いて成長の数値実験を行った。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

第3の実施形態の式(44)～(59)に示したものと同様な方法により、(1)で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義する。

10 ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 10000$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n+1 = 10001$ 個の固有状態がある。この中で、基底状態から501番目より2001番目までの、1501状態に関するエネルギー固有値をもとに、以下の量子準位統計量を計算した。第41図および第42図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, x)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第41図では $P(s)$ を、第42図では Δ_3 統計量を示した。 $\alpha_2 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が3($D_f \sim 2.91$)に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。

15 このとき、量子準位統計はGOE分布のものとなっている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はGOE分布のものから離れて行き、Poisson分布へと近づいて行く。しかしながら、 $\alpha_2 = 2$ まで到達しても、まだPoisson分布からの違いは大きく残っている。

25 第43図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0.2, x)$ 、 $x = 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 $\alpha_2 = 0.2$ の場合、構造は $\alpha = 0.2$ の単純フラクタル

THIS PAGE BLANK (USPTO)

構造体と同一であり、ほぼ量子カオス系として振る舞っている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はG O E分布のものから離れて行き、Poisson 分布へと近づいて行く。第44図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0.4, x)$ 、 $x = 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 $\alpha_2 = 0.4$ の場合、構造は $\alpha = 0.4$ の単純フラクタル構造体と同一であり、すでに量子カオス系とは言えない程度にG O E分布のそれから離れてきている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はG O E分布のものから離れて行き、Poisson 分布へと近づいて行くのは同様である。

10 第45図および第46図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 2)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第45図では $P(s)$ を、第46図では Δ_3 統計量を示した。 $\alpha_1 = 0$ の場合は、第41図および第42図の $\alpha_2 = 2$ と同一である。 $\alpha_1 = 2$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタル構造体と同一であり、フラクタル次元が2 ($D_f \sim 2.16$)
15 に近いので、系は可積分系として振る舞う。 α_1 の減少とともに量子準位統計はPoisson 分布のそれから離れて行き、G O E分布のそれへと近づいて行く。

第47図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 1)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計
20 量を示す。第48図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 0.6)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 α_1 の減少とともに量子準位統計はPoisson 分布のそれから離れて行き、G O E分布のそれへと近づいて行く。

25 以上の制御性を定量的に評価するため、Berry-Robnikパラメータ ρ を利用する ((38)M. V. Berry and M. Robnik, J. Phys. A(Math. Gen.)17, 2

THIS PAGE BLANK (USPTO)

413, (1984))。まず、 $\bar{\rho} = 1 - \rho$ としたとき、

$$P_2(s, \rho) = \rho^2 e^{-\rho s} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi \bar{\rho}} s}{2}\right) + \left(2\rho \bar{\rho} + \frac{\pi \bar{\rho}^3 s}{2}\right) e^{-\rho s - \pi \bar{\rho}^2 s^2 / 4} \quad (112)$$

5 を導入する。ただし、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty d\tau e^{-\tau^2} \quad (113)$$

を用いた。この関数 $P_2(s, \rho)$ は、 $\rho = 1$ の時 Poisson 分布の P
10 (s) と一致し、 $\rho = 0$ の時 GOE 分布の $P(s)$ と一致する。つまり、 ρ を 0 から 1 へと変化させることで、量子カオス系から可積分系までの量子準位統計を内挿することができる。さて、Berry-Robnik パラメータとは、数値計算によって得られた $P(s)$ を、上記 $P_2(s, \rho)$ で最適に近似した場合の ρ の値である。準古典近似の範囲で ρ は、
15 位相空間における正則領域（可積分系とそれから摂動展開可能な領域）の体積比である。

第 49 図に、星状フラクタル構造体における Berry-Robnik パラメータ ρ を示す。 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 2)$ とは、 $\alpha_2 = 2$ を固定して α_1 を横軸に取って変化させた場合の Berry-Robnik パラメータであり、
20 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, x)$ とは、 $\alpha_1 = 0$ を固定して α_2 を横軸に取って変化させた場合の Berry-Robnik パラメータである。第 49 図から明らかのように、 (α_1, α_2) を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系まで、幅広い量子系を実現することができることが分かった。

25 以上、この発明の実施形態につき具体的に説明したが、この発明は、上述の実施形態に限定されるものではなく、この発明の技術的思想に

THIS PAGE BLANK (USPTO)

基づく各種の変形が可能である。

以上説明したように、この発明によれば、フラクタル構造の成長条件を時間的に変化させることで、自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体を得ることができ、従来の単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することができる。そして、これらのフラクタル構造体において、複数の領域の体積の比率を調整することなどにより、このフラクタル構造体において発現する様々な相転移の性質を制御することができる。また、フラクタル次元の最適化により、制御性の向

10 上を図ることができる。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

請 求 の 範 囲

1. 自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有する
- 5 ことを特徴とするフラクタル構造体。
 2. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現する相転移の性質が制御されている
- 10 ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。
 3. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、相互作用する電子系の電子間相関が制御されている
- 15 ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。
 4. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、強磁性相転移の磁化曲線が制御されている
- 20 ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。
 5. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現するカオスの性質が制御されている
- 25 ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。
 6. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、電子状態における量子カオスが制御されている
- 25 ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。
 7. 電子状態における量子カオスが磁性不純物添加により制御されている

THIS PAGE BLANK (USPTO)

8. 上記電子状態における量子カオスが磁性不純物添加により制御されている

ことを特徴とする請求の範囲6記載のフラクタル構造体。

9. 第1のフラクタル次元を有する核となる第1の領域と、

5 上記第1の領域の周辺の第2のフラクタル次元を有する一つまたは複数の第2の領域とを有し、

上記第2のフラクタル次元は上記第1のフラクタル次元より低い

ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。

10. 上記第1の領域および上記第2の領域が全体として星状の形状

10 を有する

ことを特徴とする請求の範囲1記載のフラクタル構造体。

11. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲9記載のフラクタル構造体。

15 12. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲9記載のフラクタル構造体。

13. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

20 ことを特徴とする請求の範囲9記載のフラクタル構造体。

14. 自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体の形成方法であって、

一つまたは複数の起点からフラクタル構造の成長を行い、その成長過程において、異なるフラクタル次元が得られるように成長条件を時間的に変化させるようにした

25

ことを特徴とするフラクタル構造体の形成方法。

THIS PAGE BLANK (USPTO)

15. 成長を開始した時刻から第1の時刻までは第1のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行い、上記第1の時刻から第2の時刻までは第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行うようにした

5 ことを特徴とする請求の範囲14記載のフラクタル構造体の形成方法。

16. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ である

10 ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

17. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

15 18. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

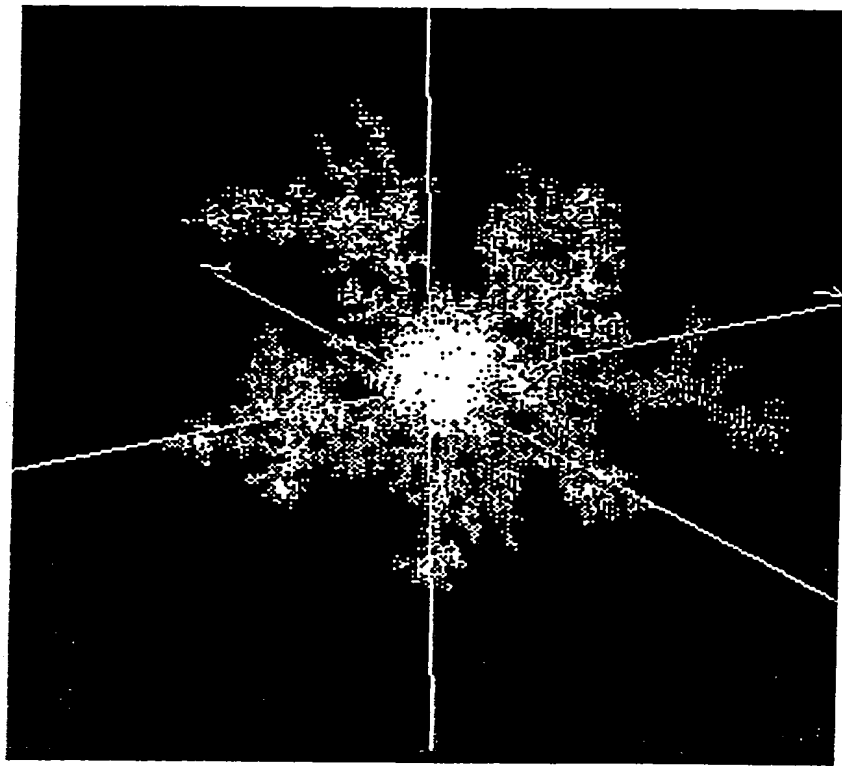
THIS PAGE BLANK (USPTO)

要 約 書

自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を持つようにフラクタル構造体を構成する。特に、星状フラクタル構造体においては、フラクタル次元の高い核の周辺にフラクタル次元の低い領域を形成する。フラクタル構造体全体に占めるこれらの領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現する相転移の性質、例えばモット転移、強磁性相転移の磁化曲線、電子状態における量子カオスなどを制御する。制御性を高めるためには、核のフラクタル次元を 2.7 より大きくし、核の周辺の領域のフラクタル次元を 2.3 より小さくする。

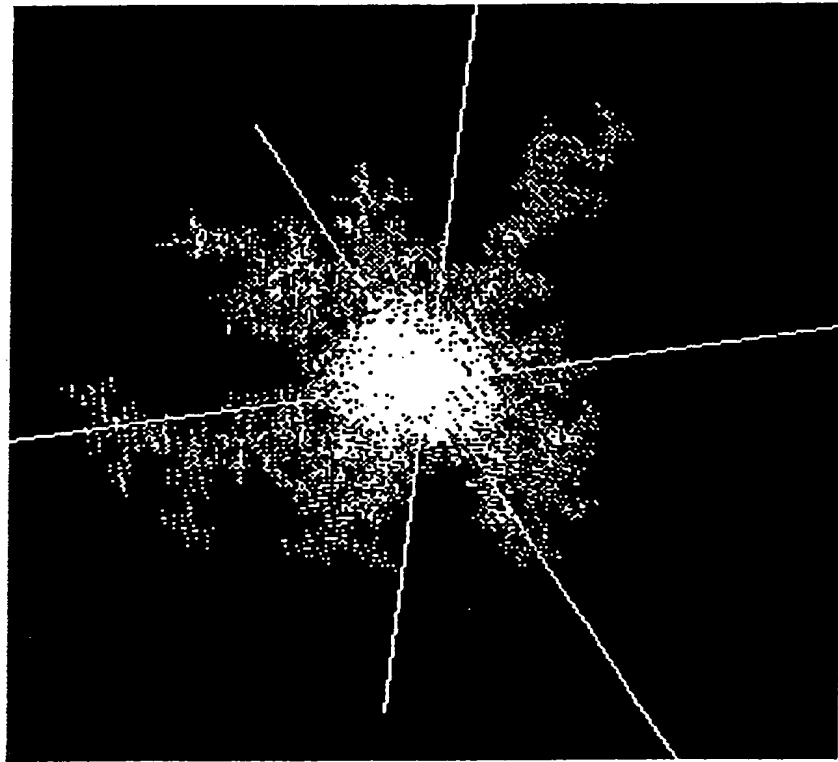
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 図



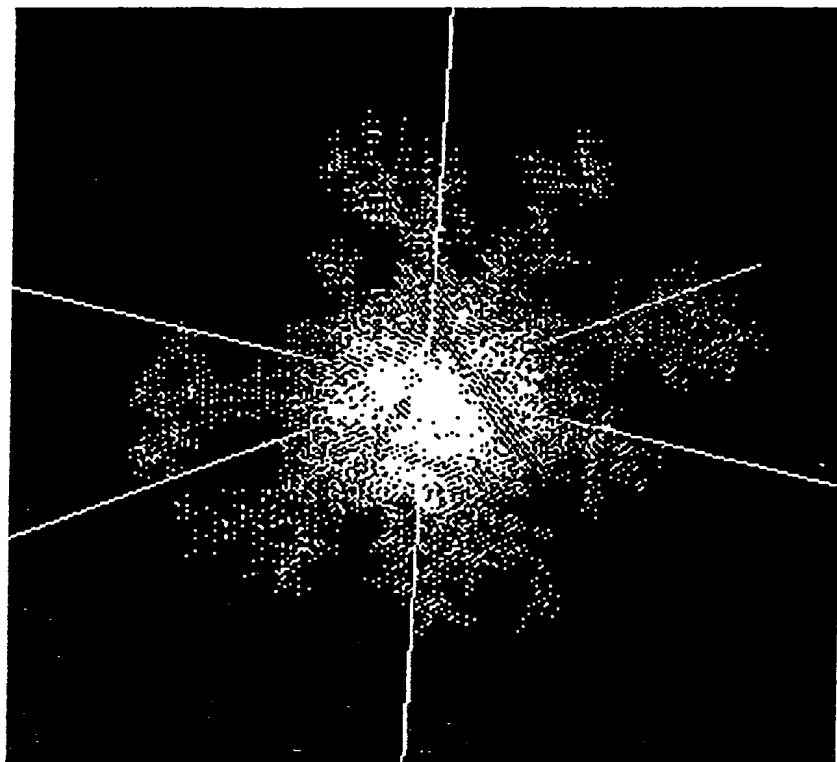
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 図



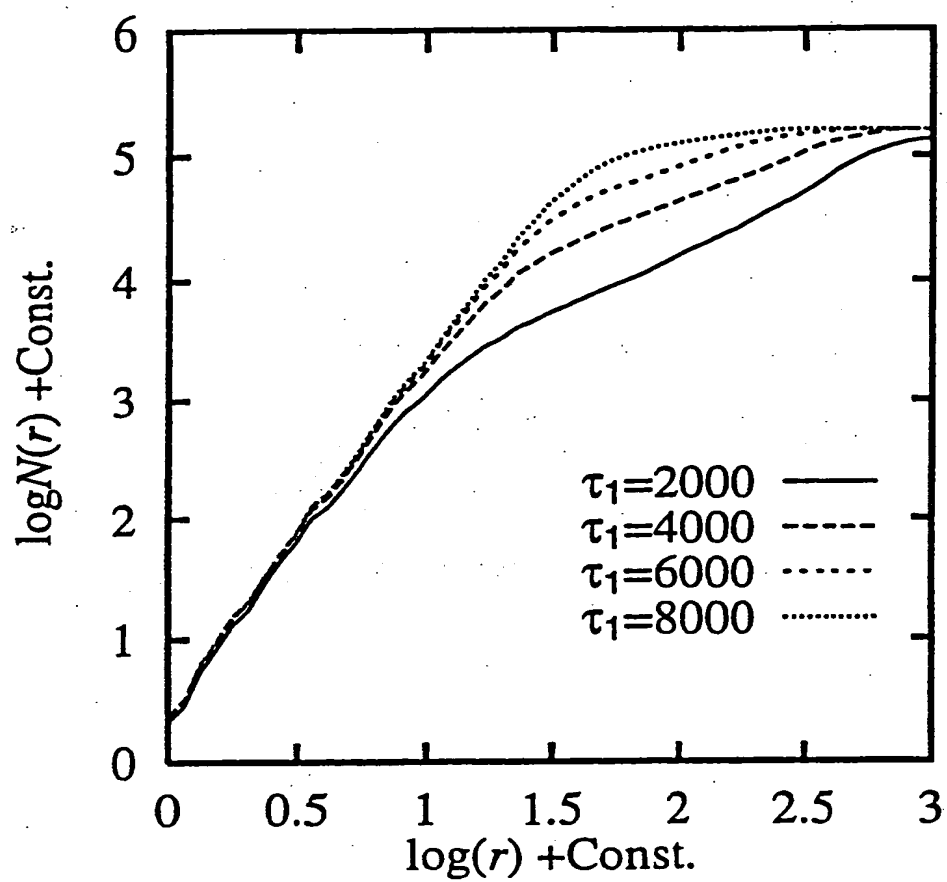
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 図



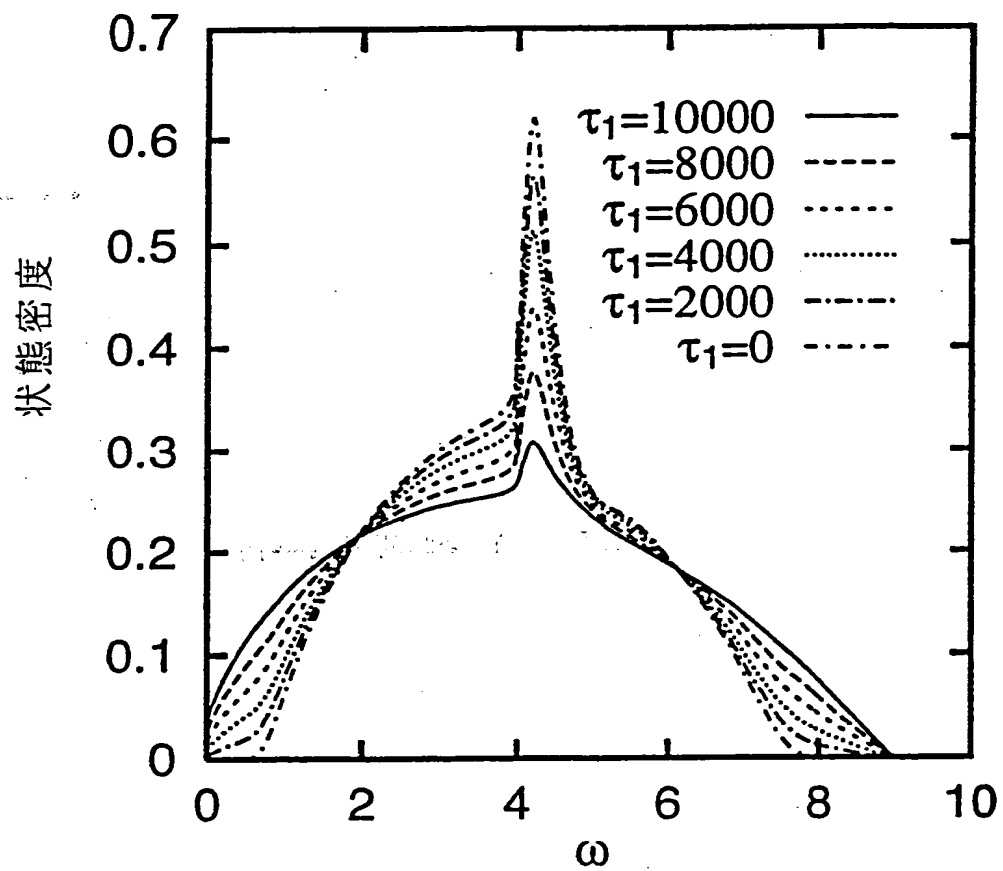
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 図



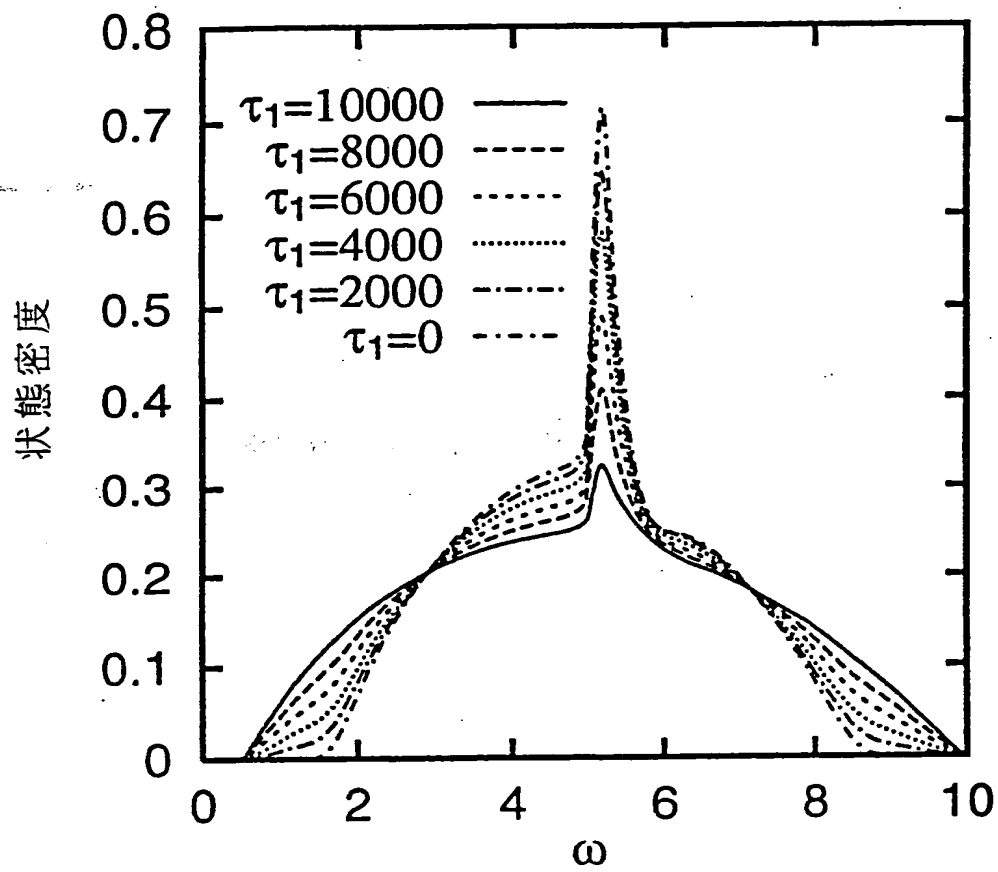
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 5 図



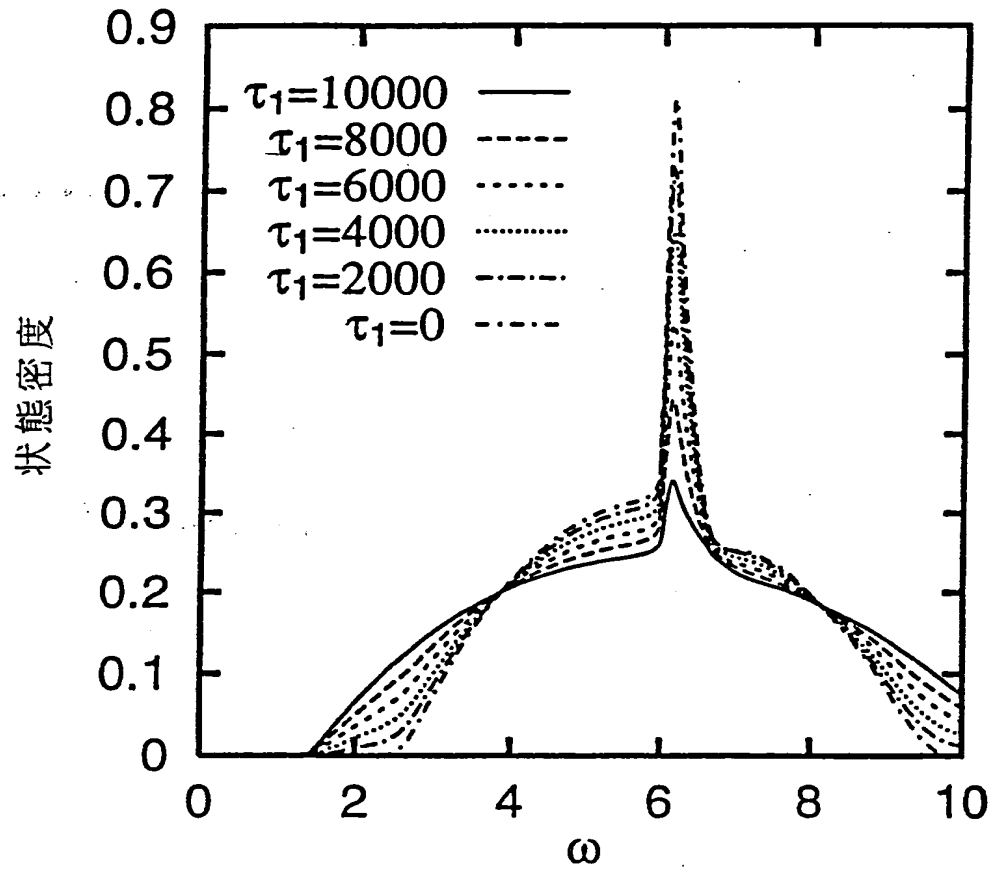
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 6 図



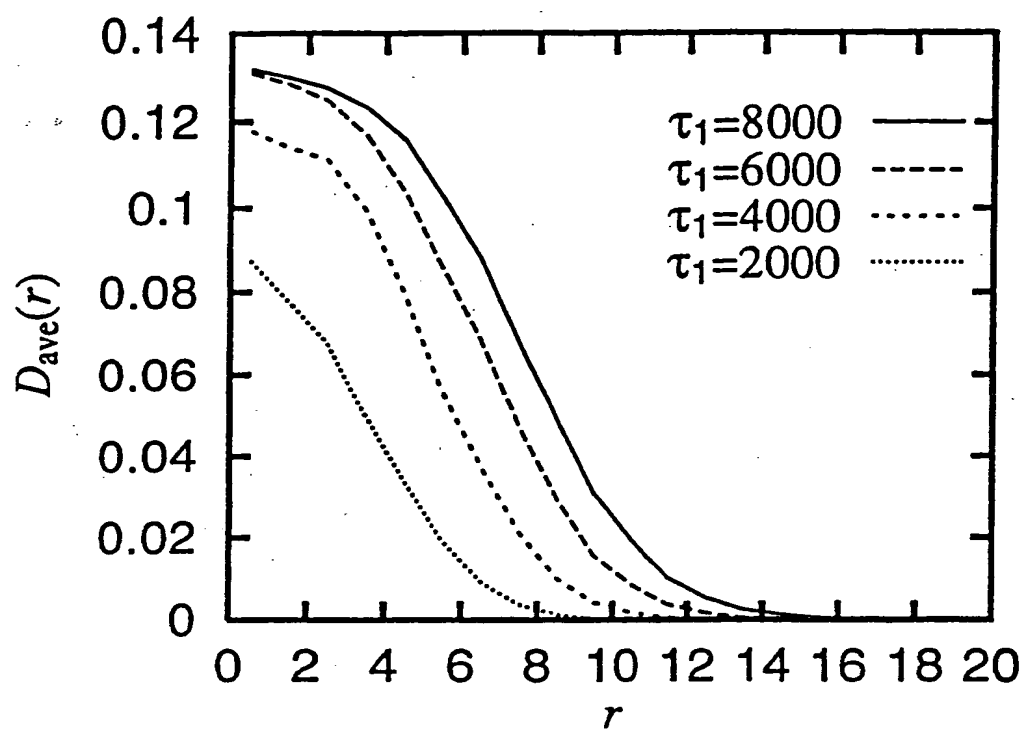
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第7図



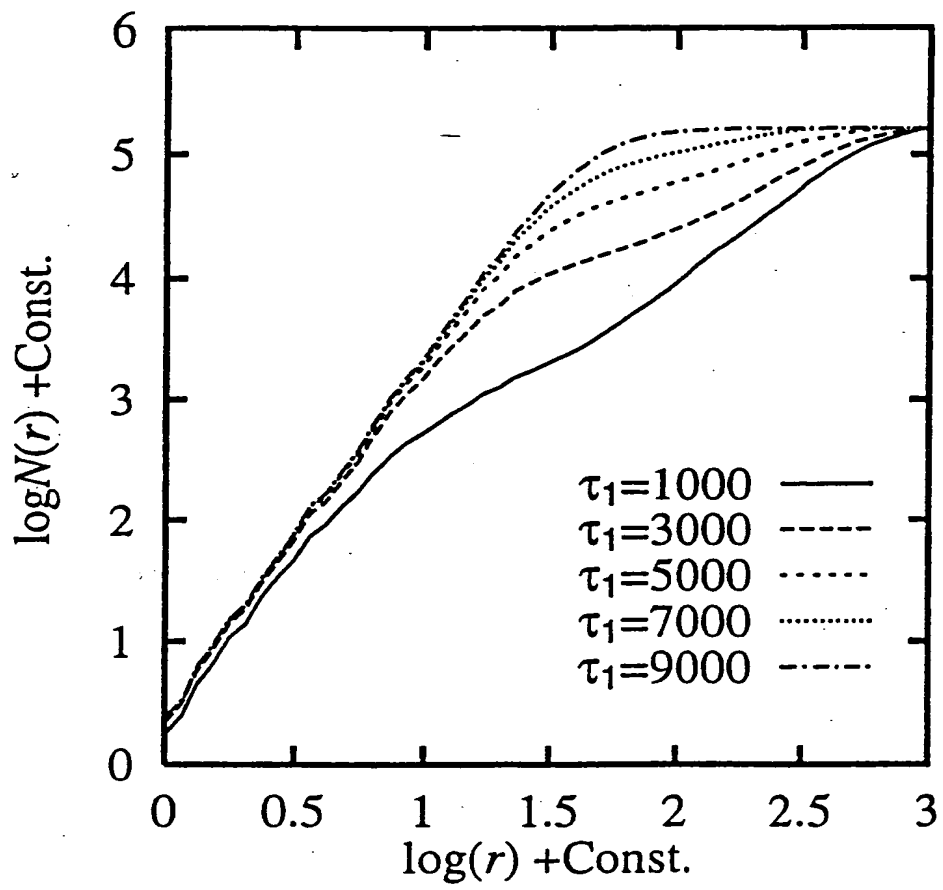
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 8 図



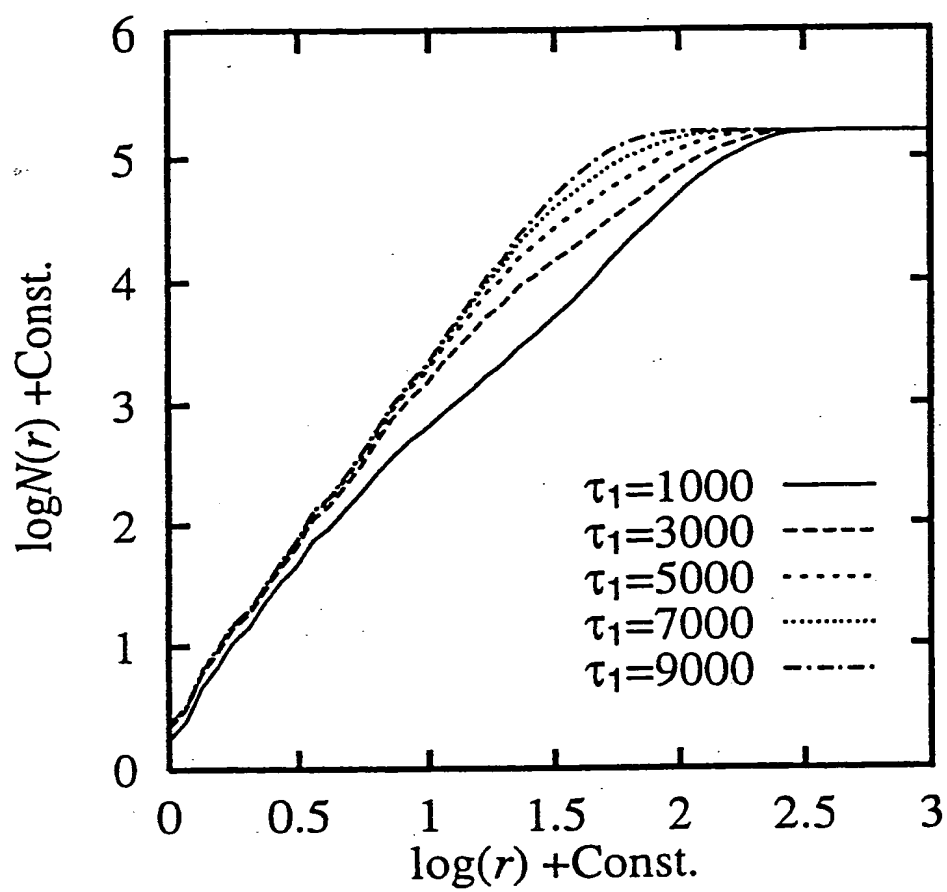
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第9図



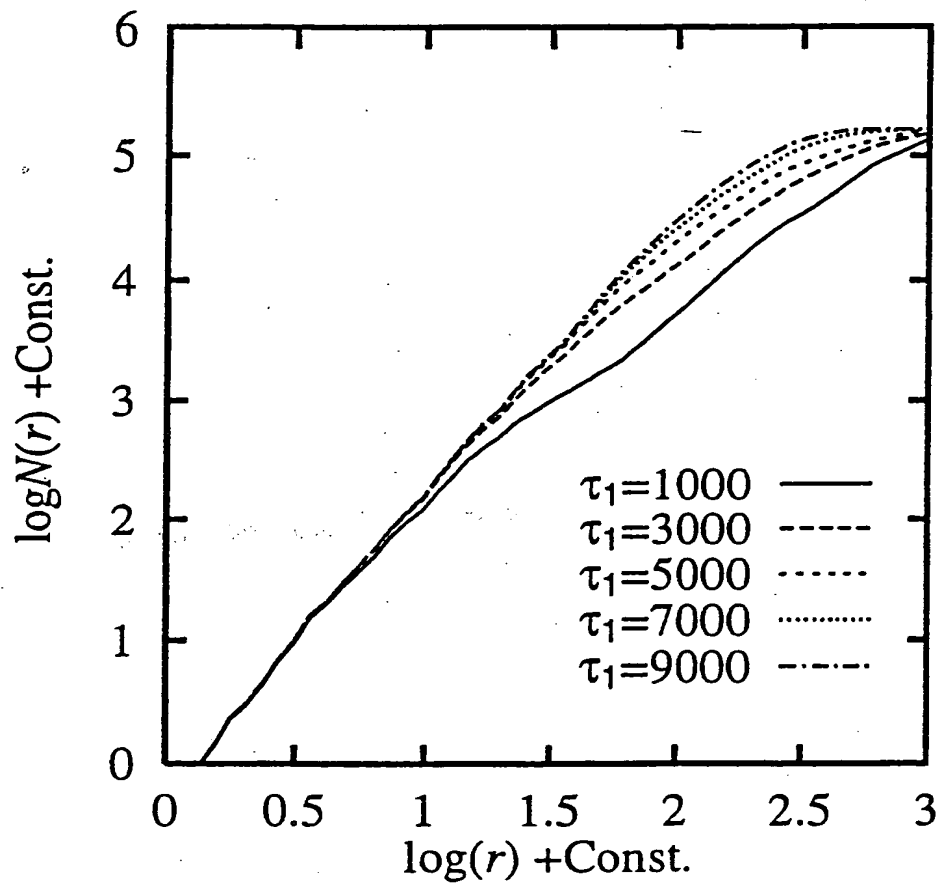
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 0 図



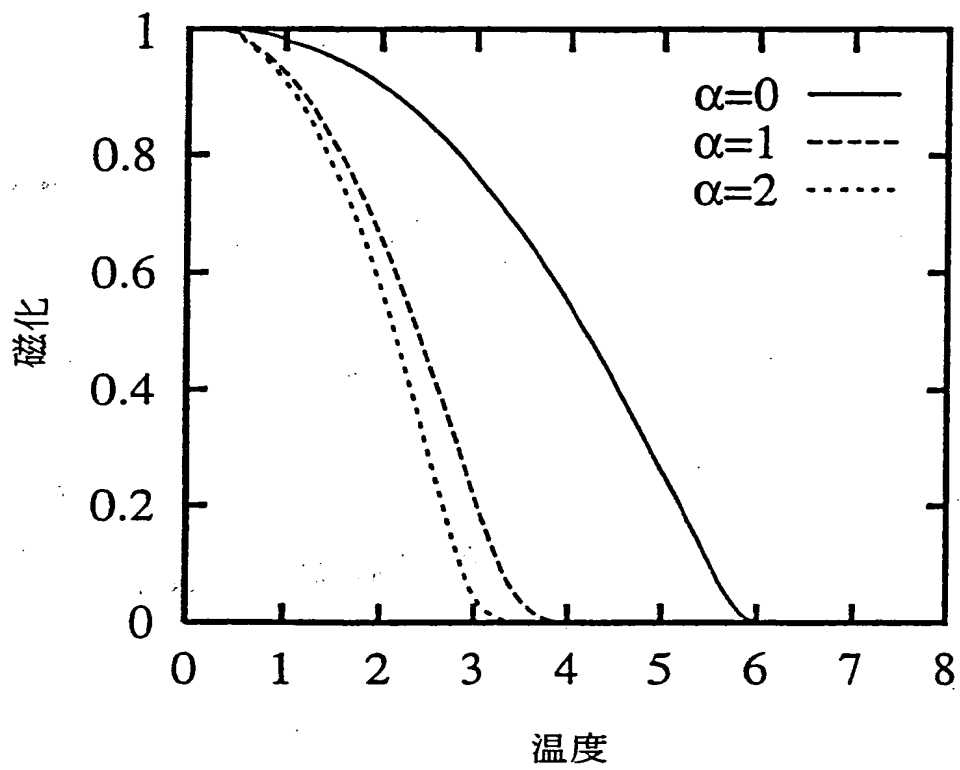
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 1 図



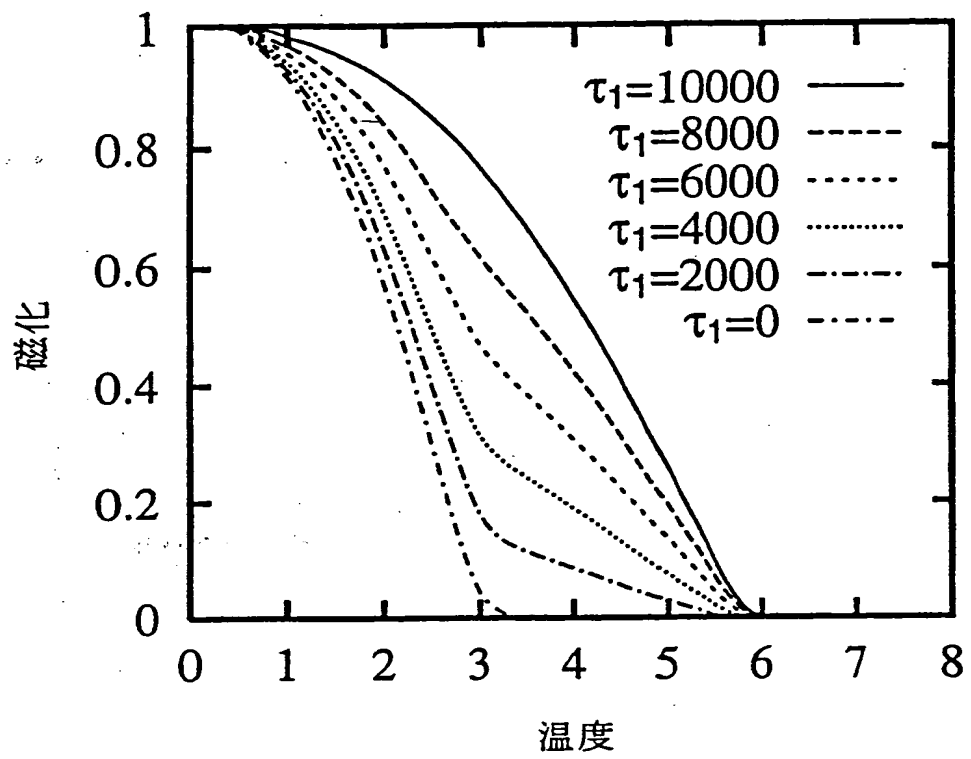
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 2 図



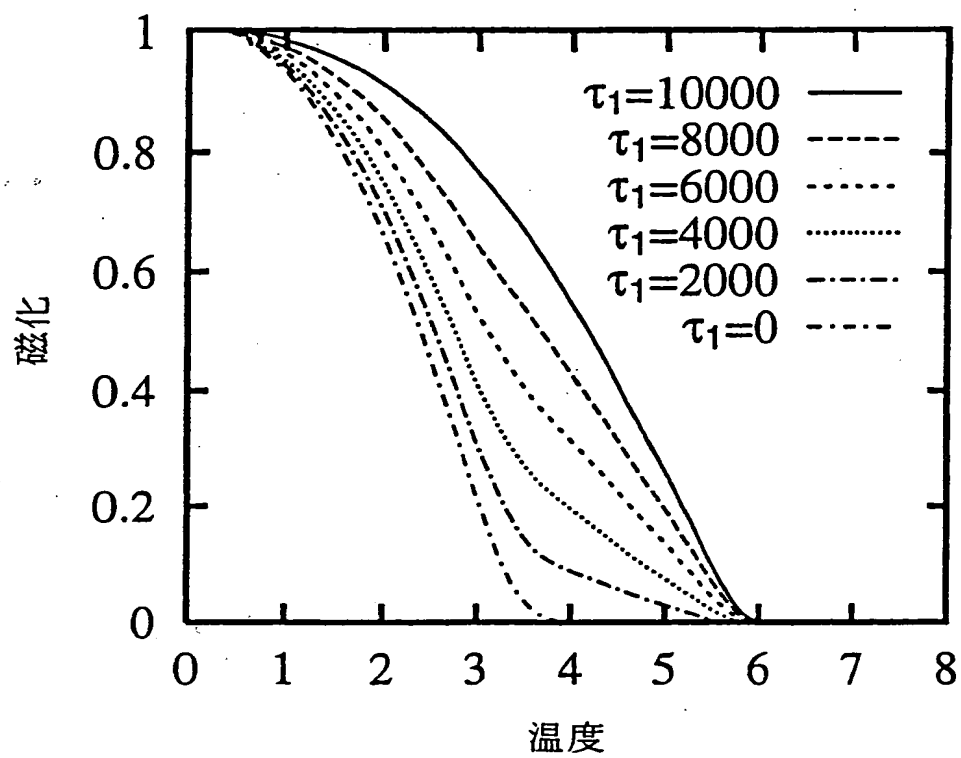
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 3 図



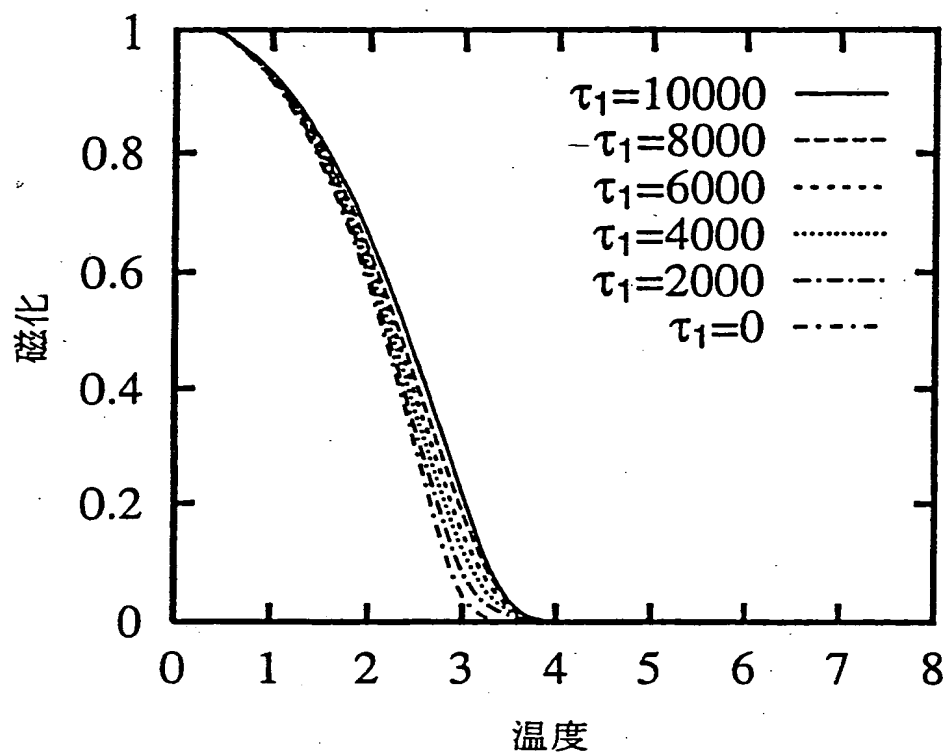
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 4 図



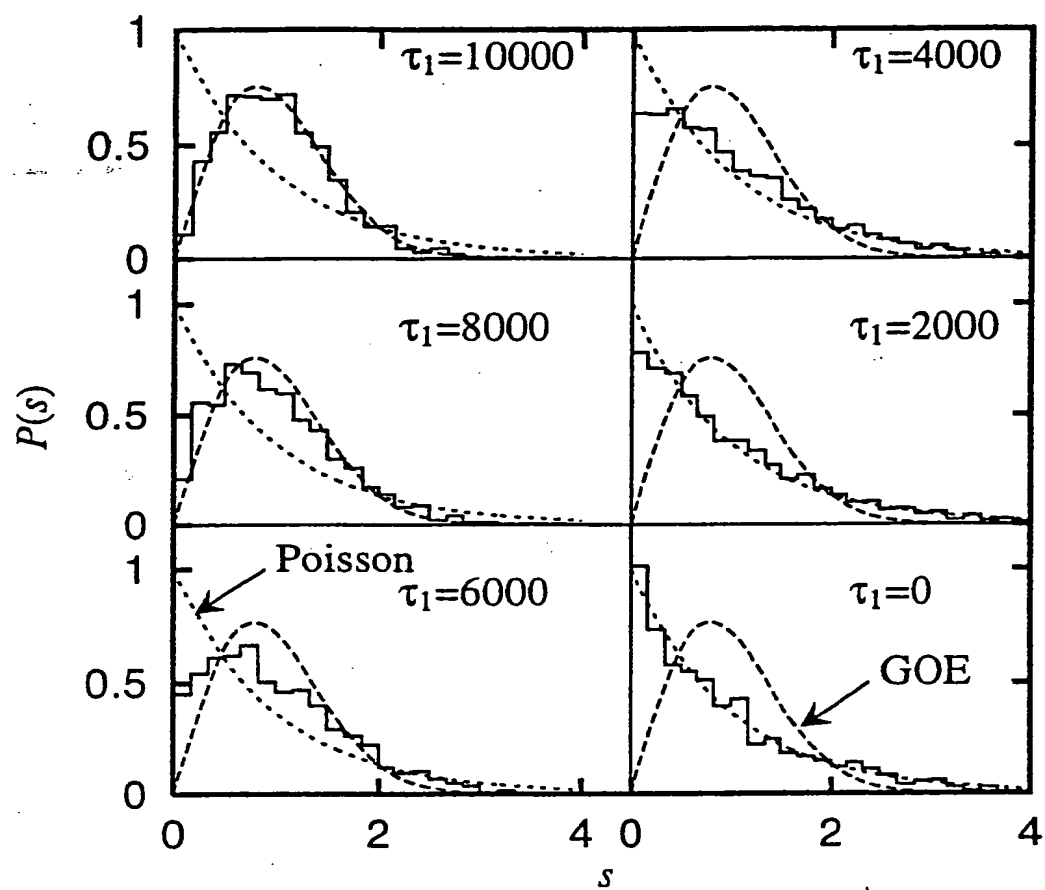
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 5 図



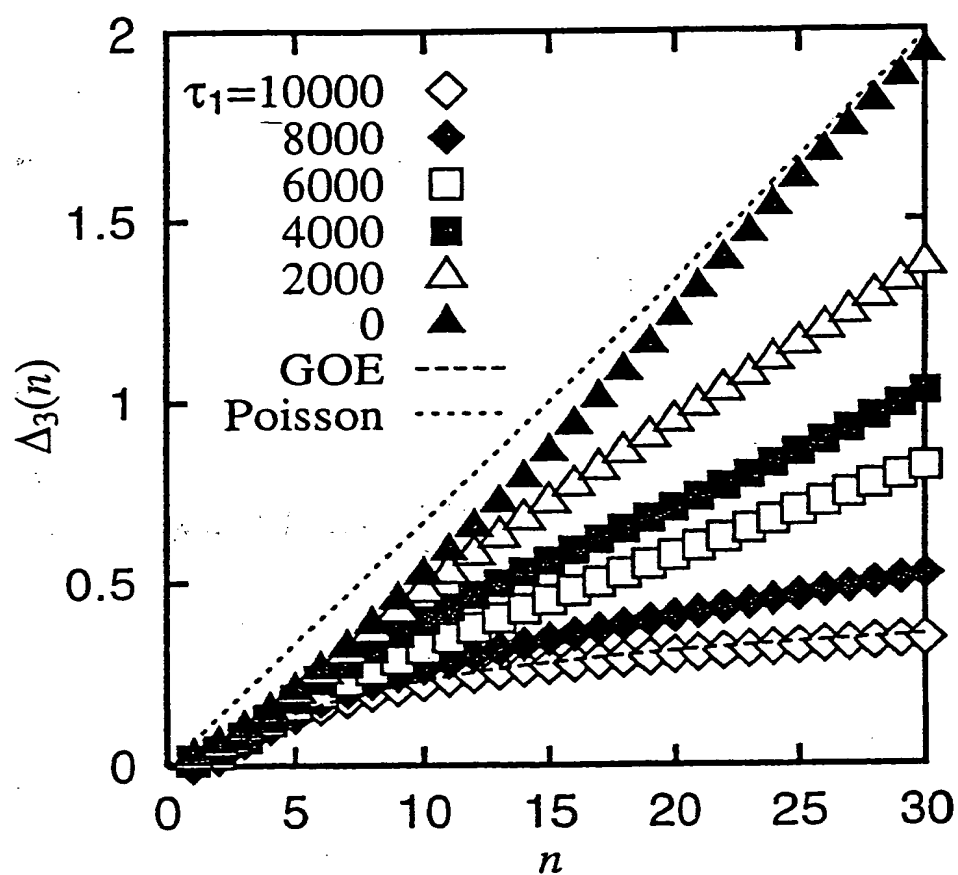
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 6 図



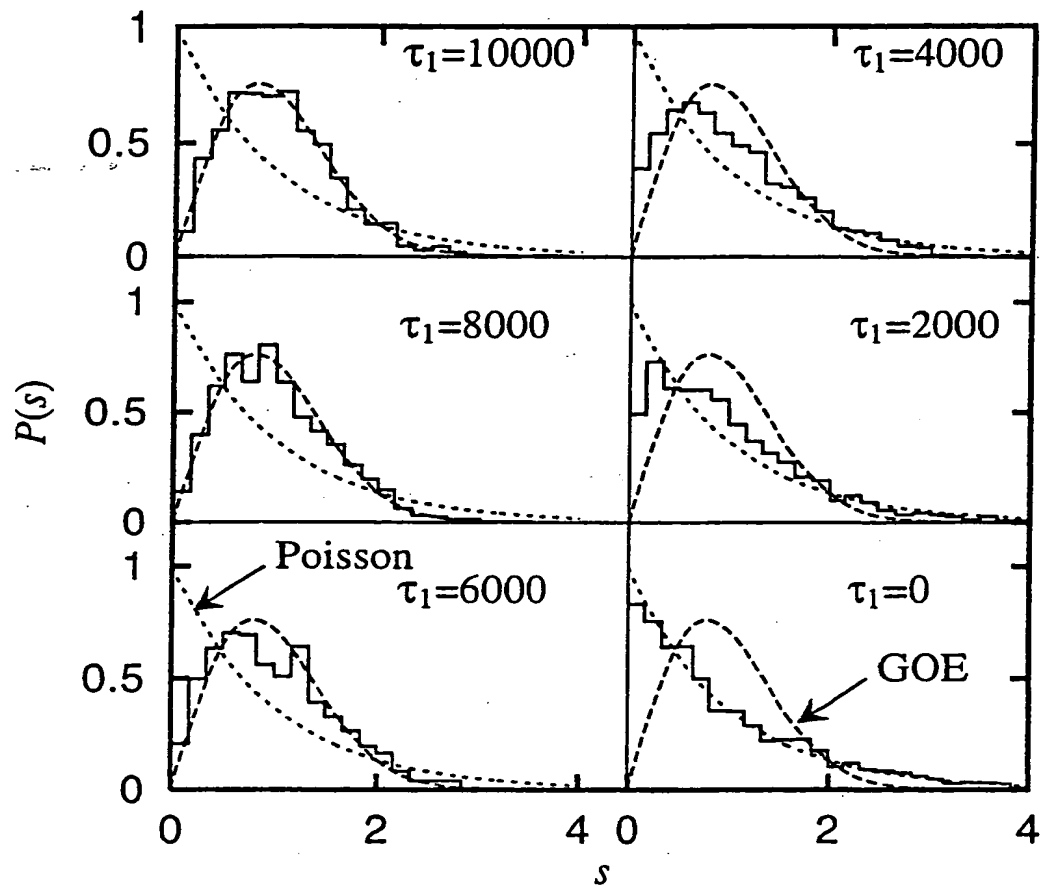
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 7 図



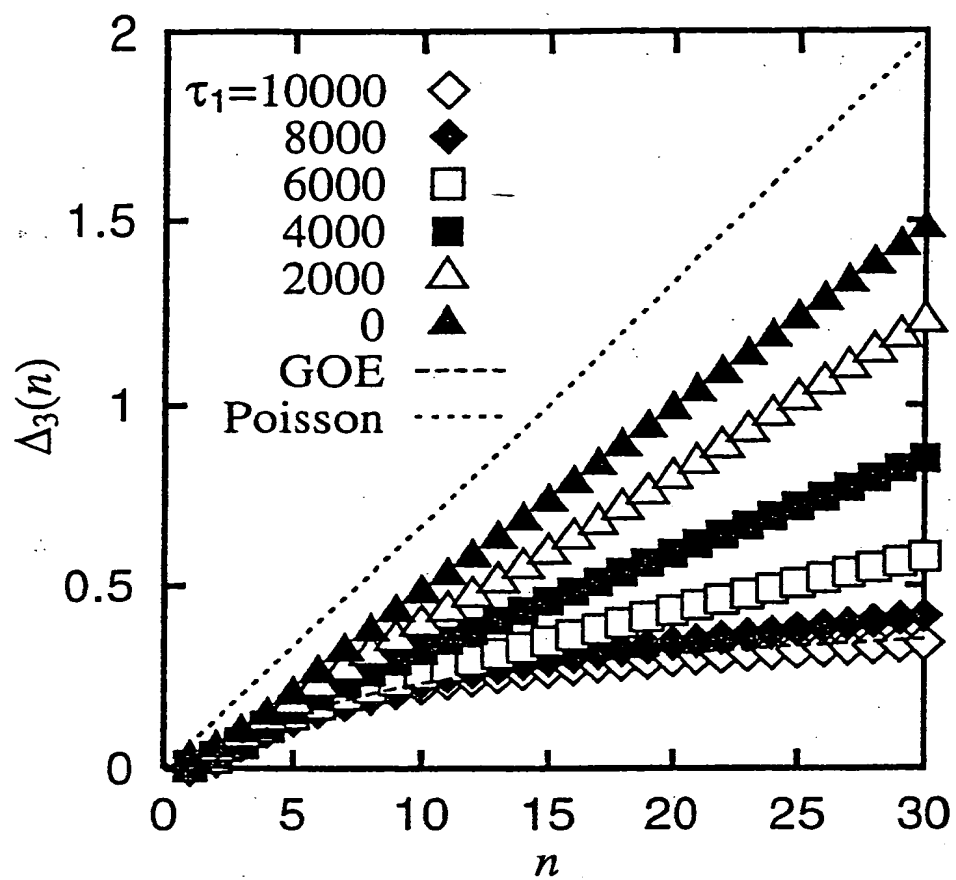
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 8 図



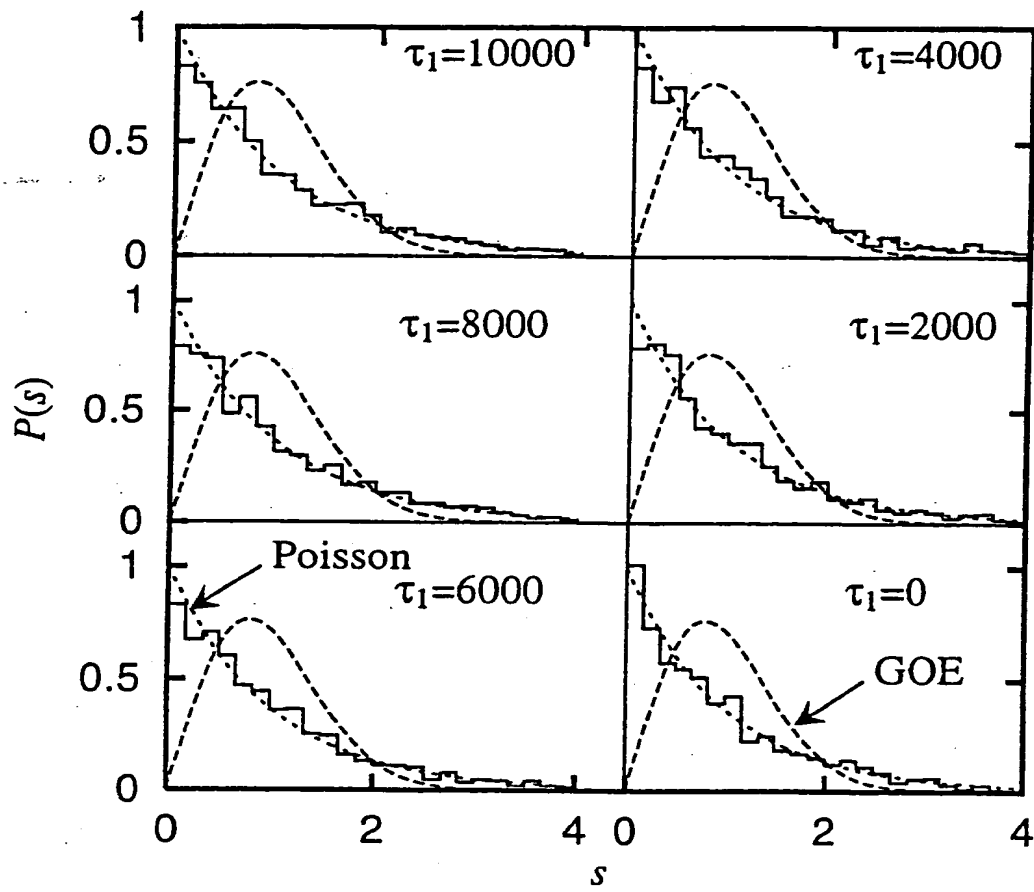
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 9 図



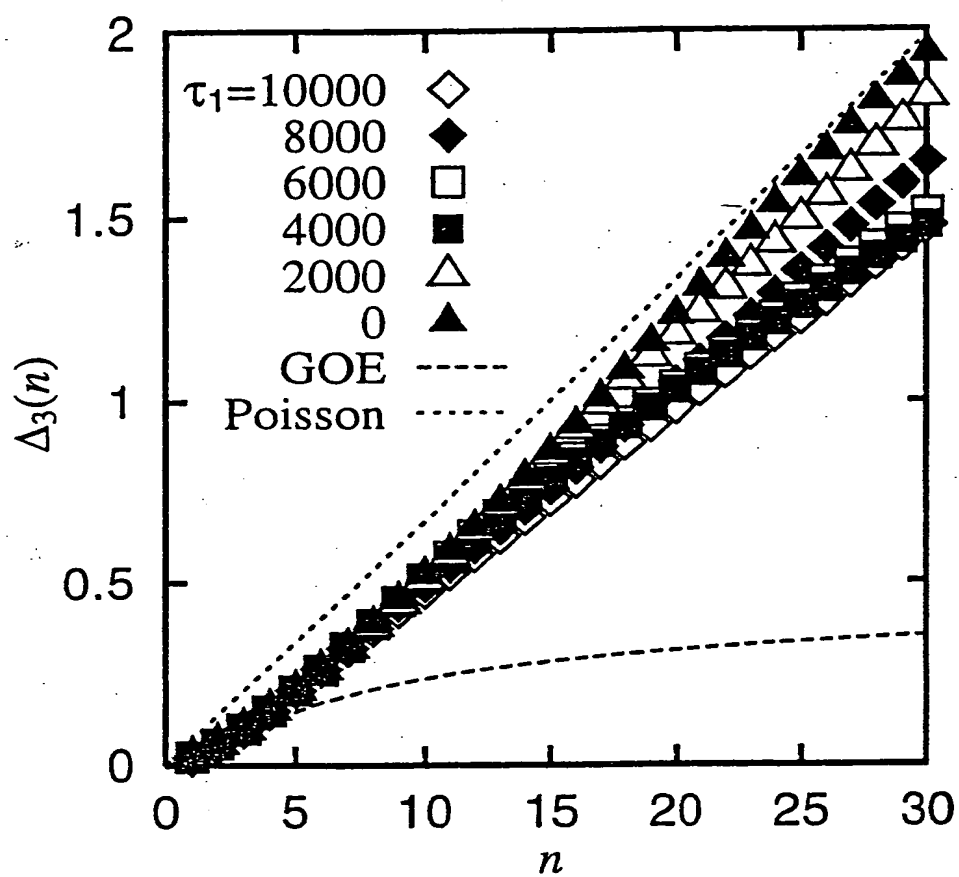
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 0 図



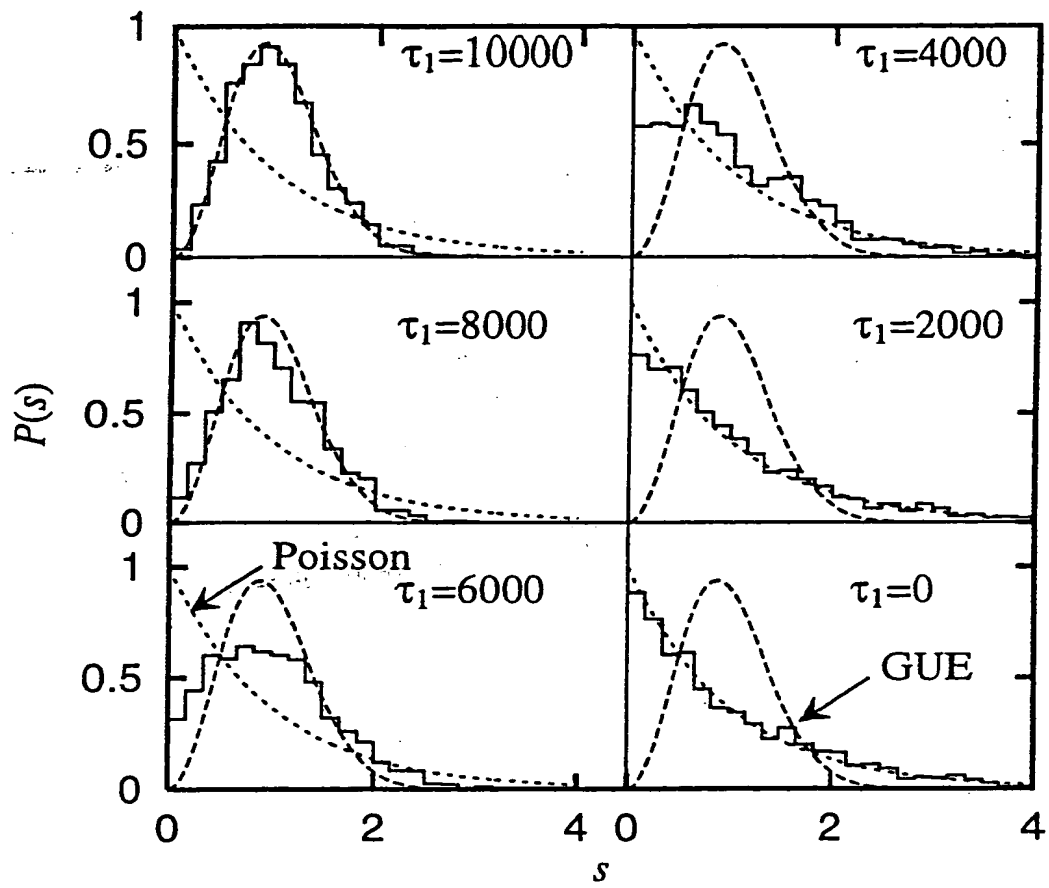
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 1 図



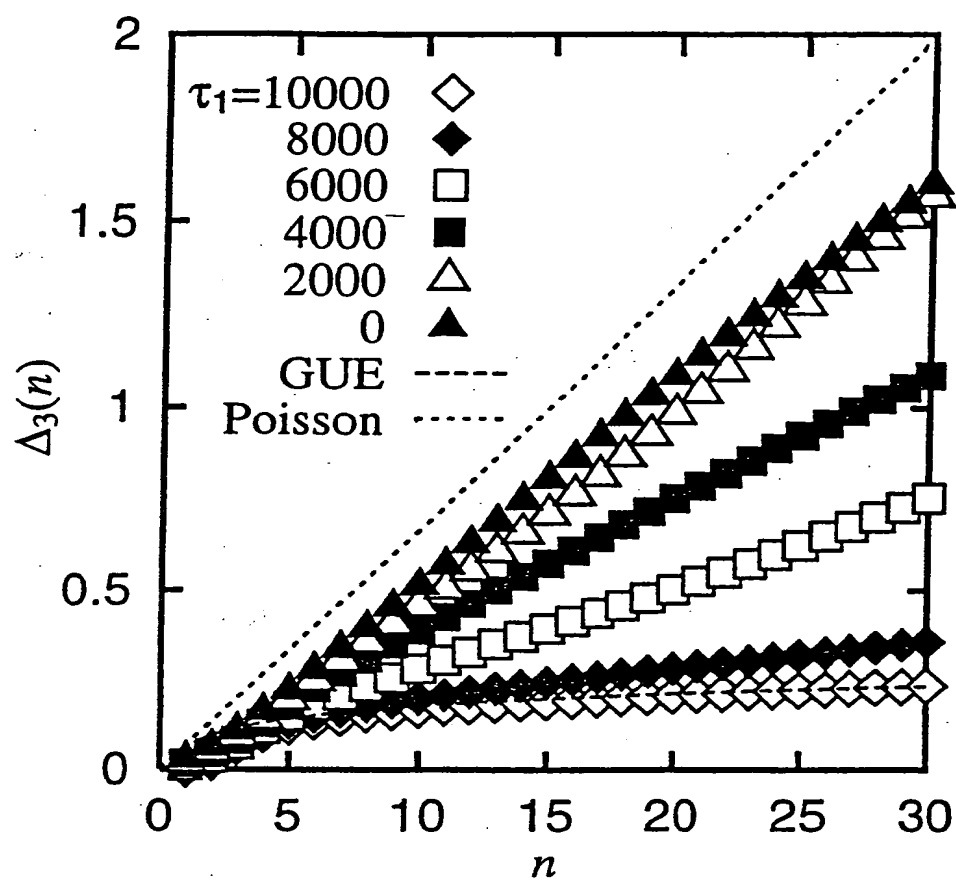
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 2 図



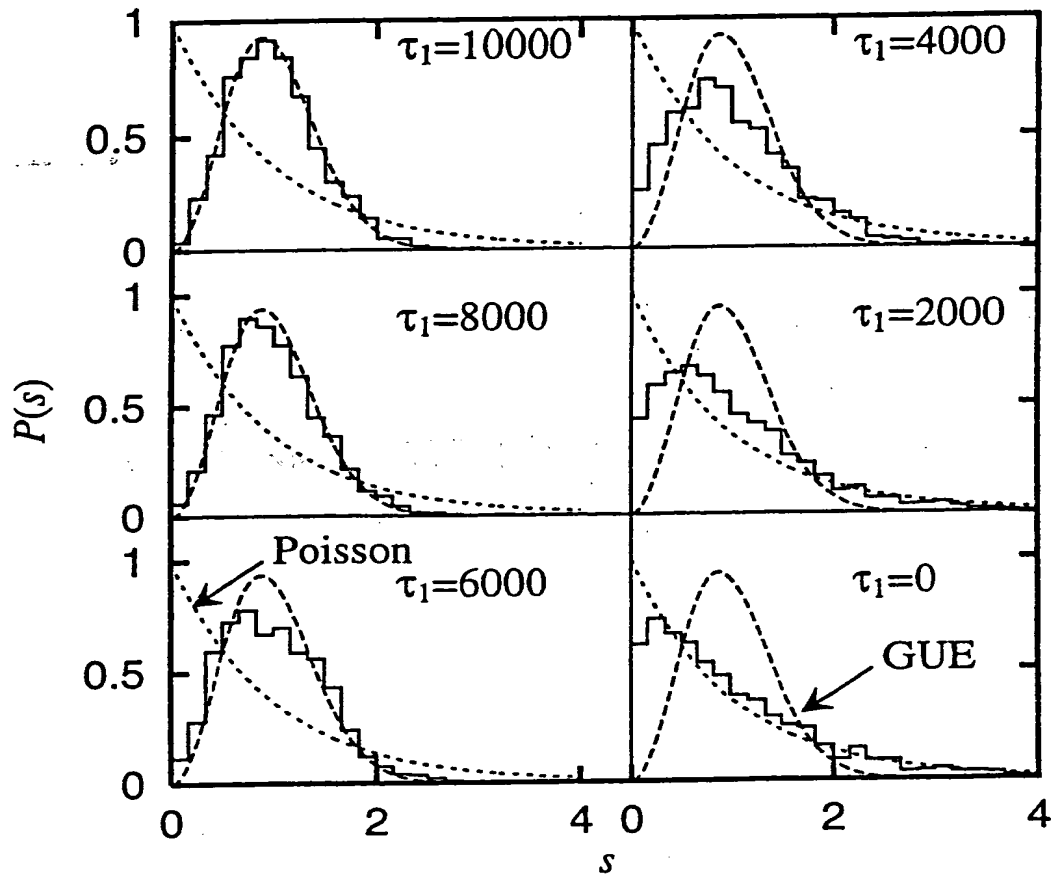
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 3 図



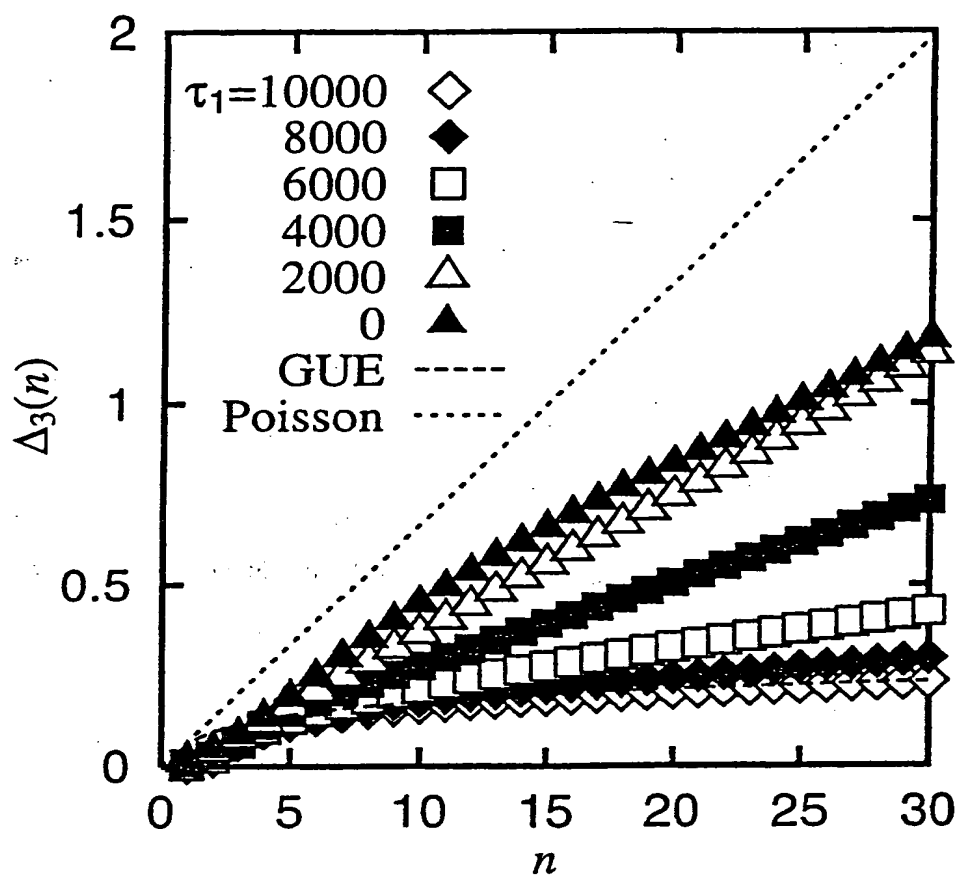
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 4 図



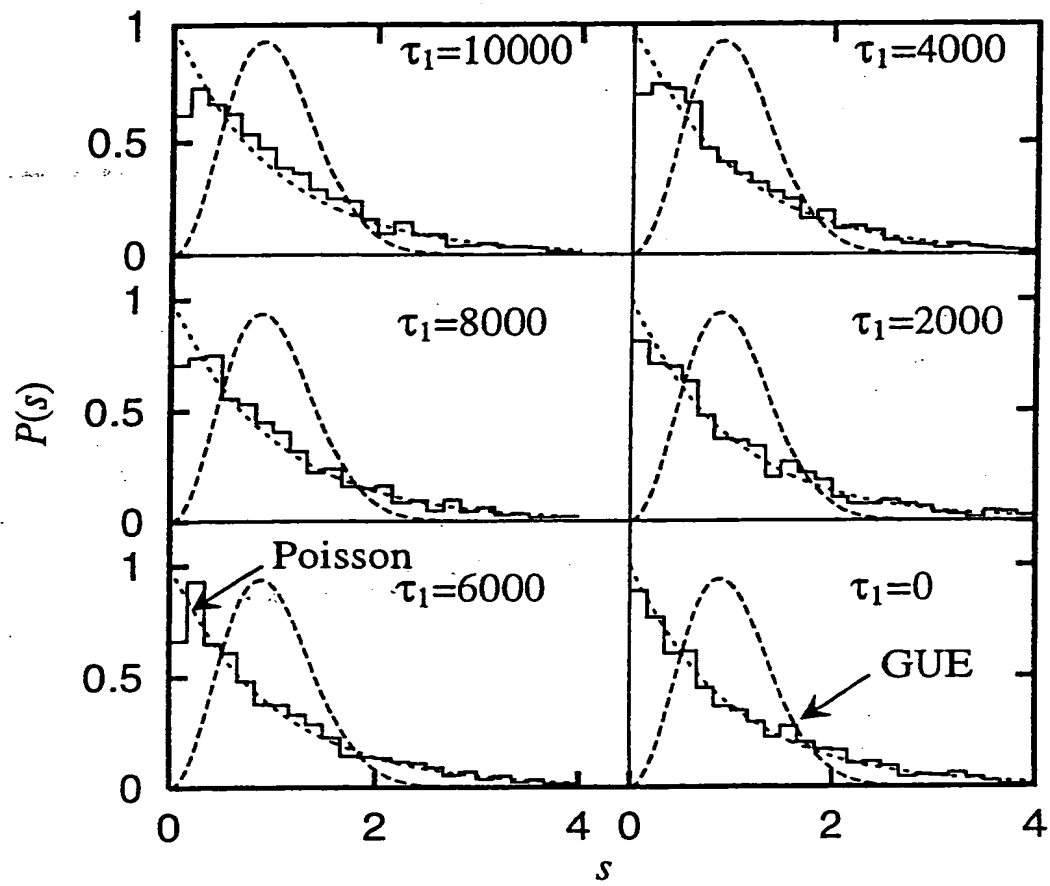
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 5 図



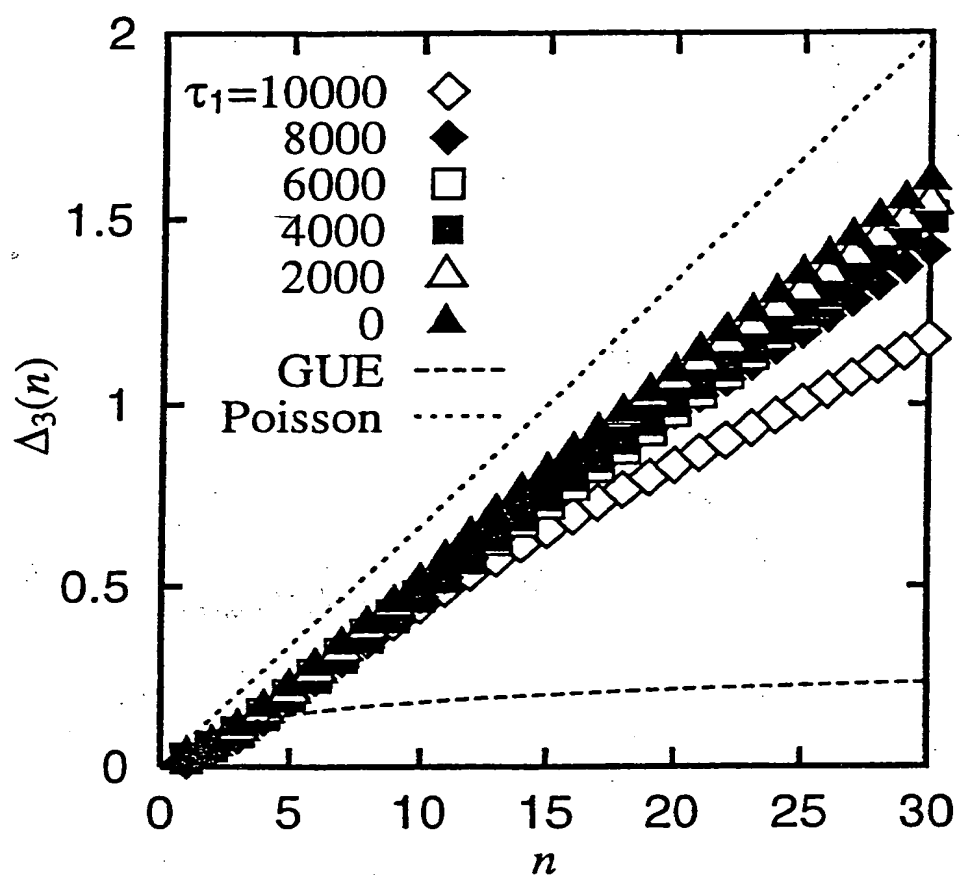
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 6 図



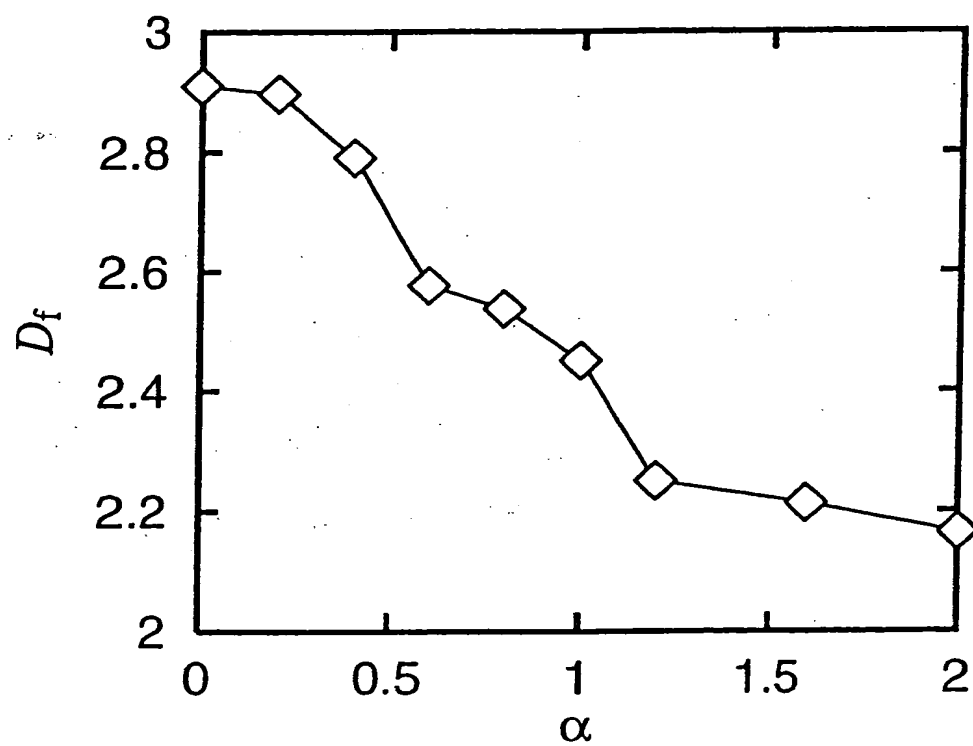
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 7 図



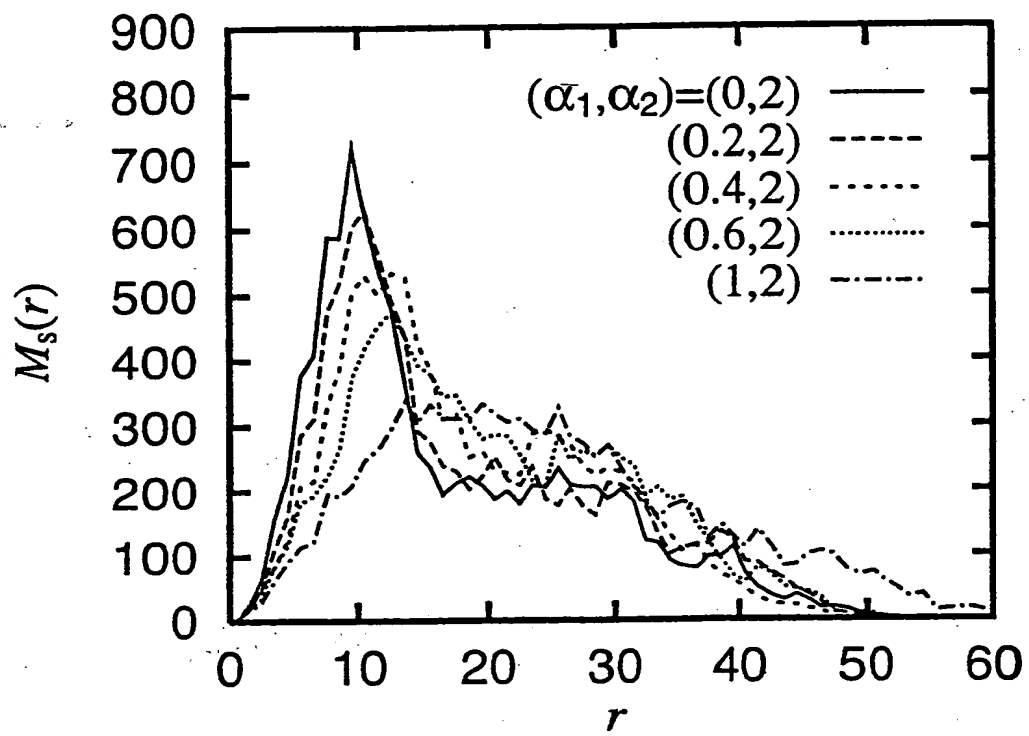
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 8 図



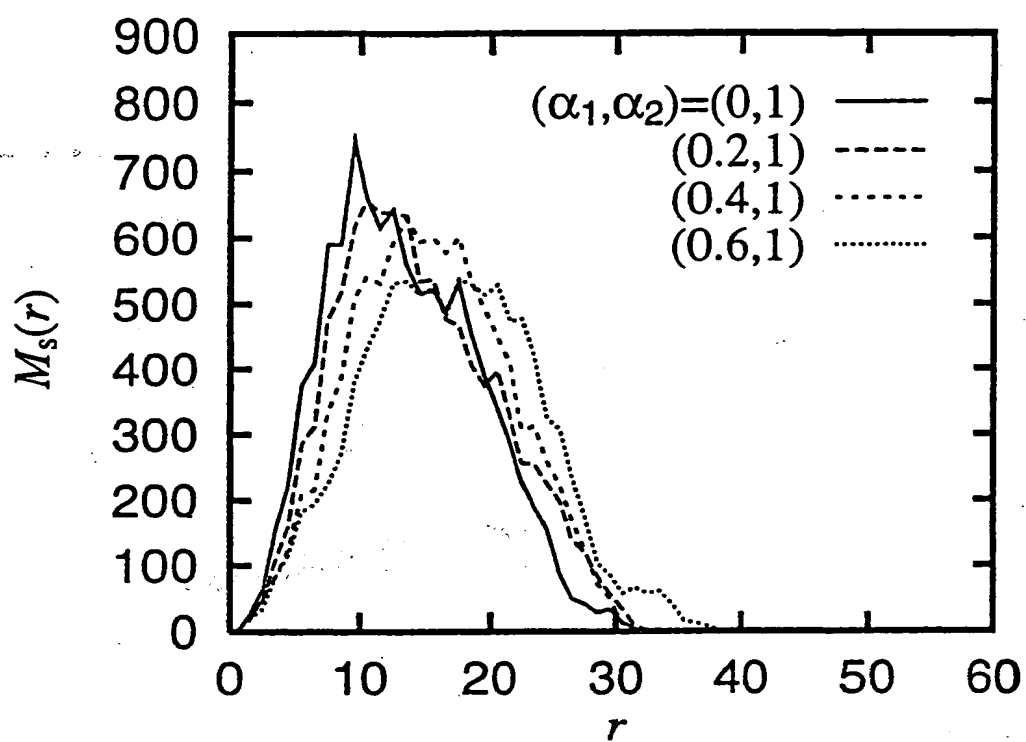
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 9 図



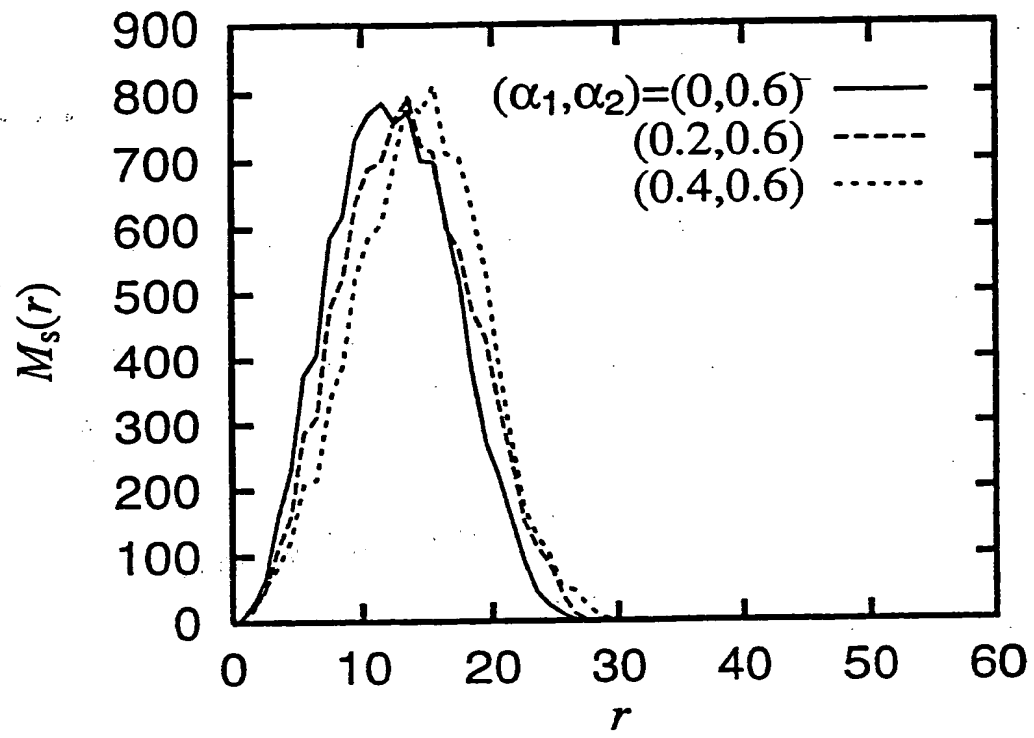
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 0 図



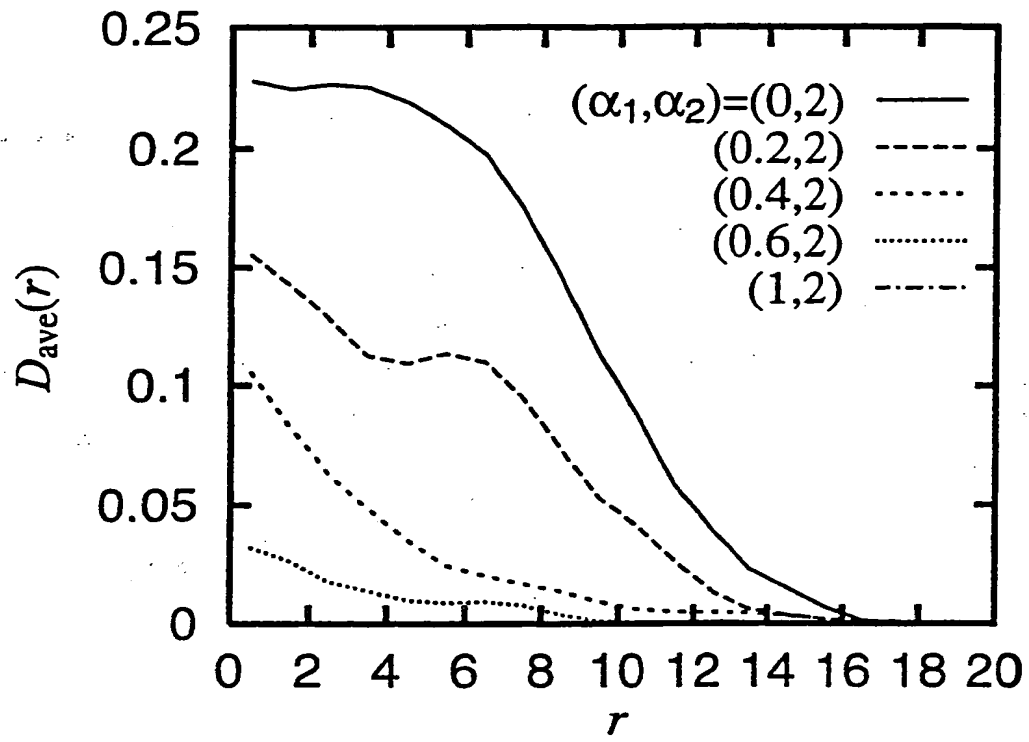
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 1 図



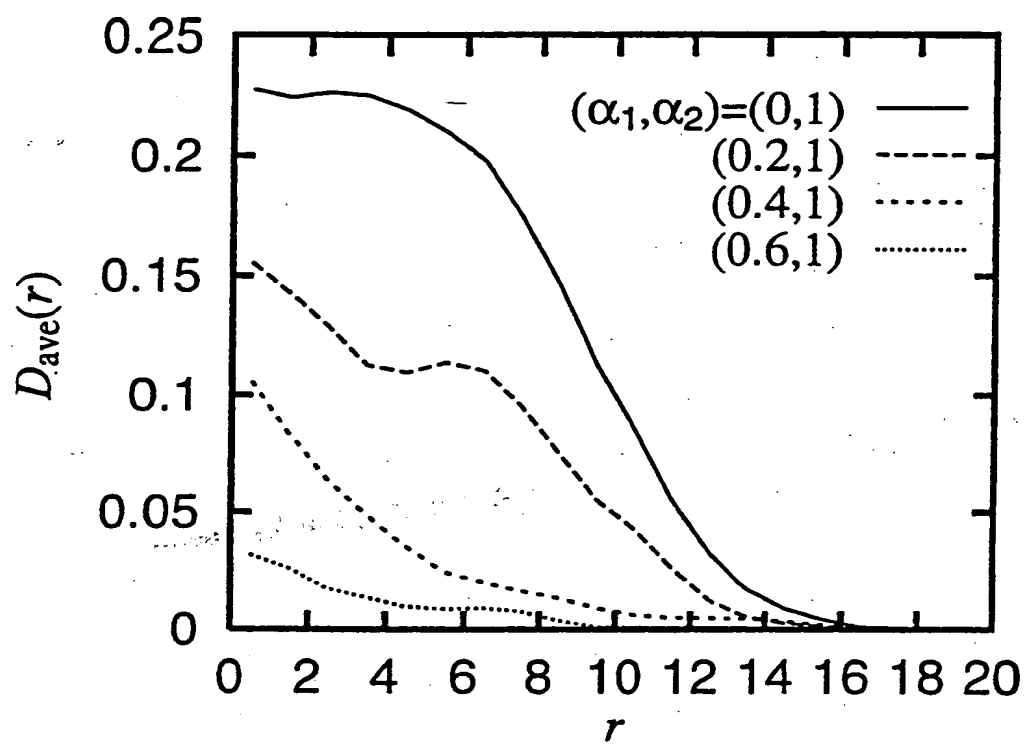
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 2 図



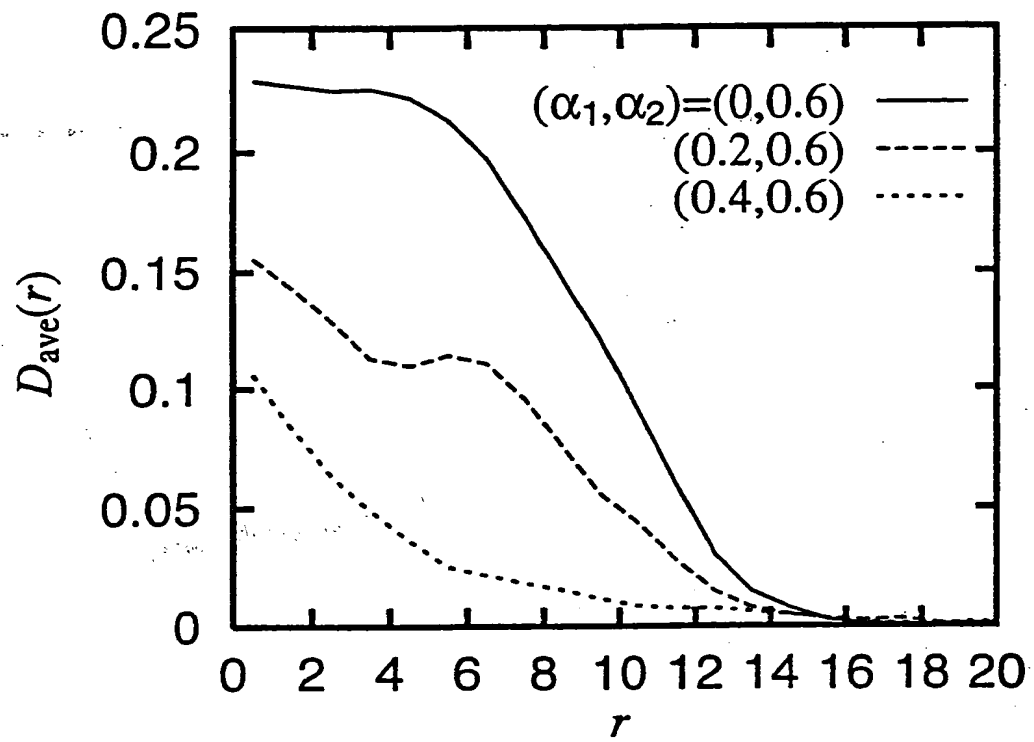
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 3 図



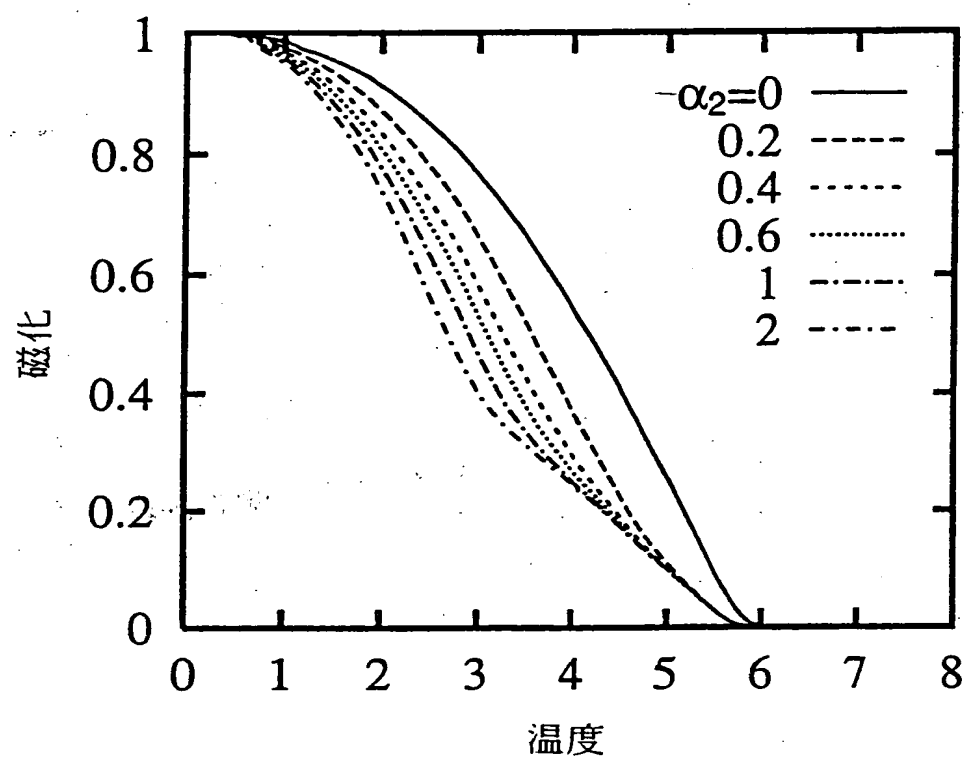
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 4 図



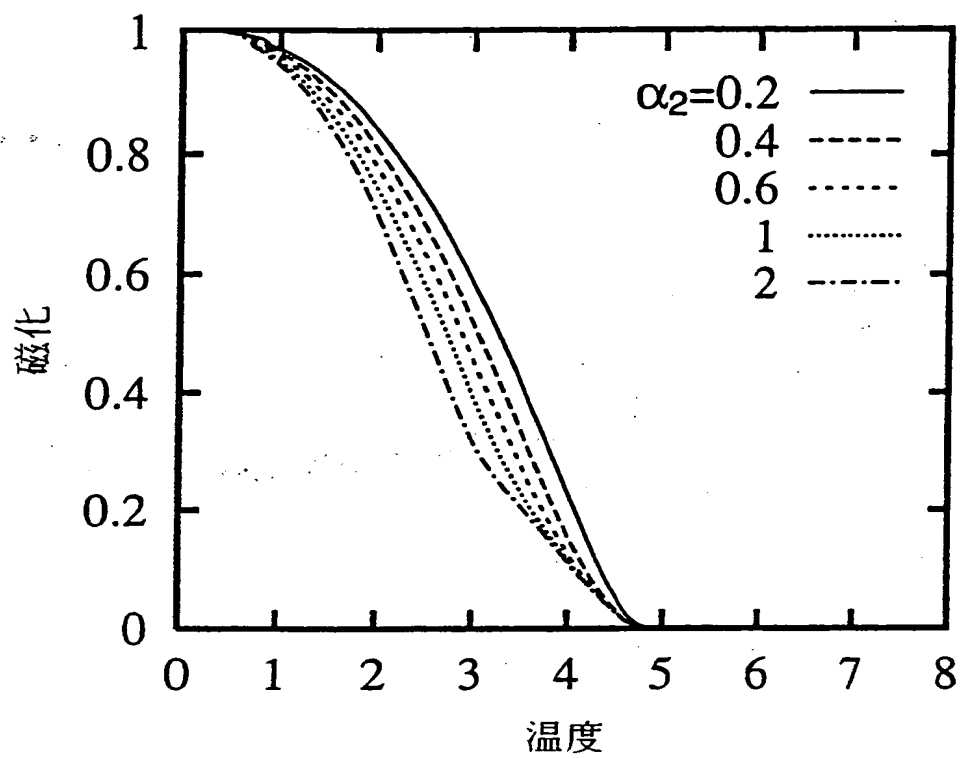
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 5 図



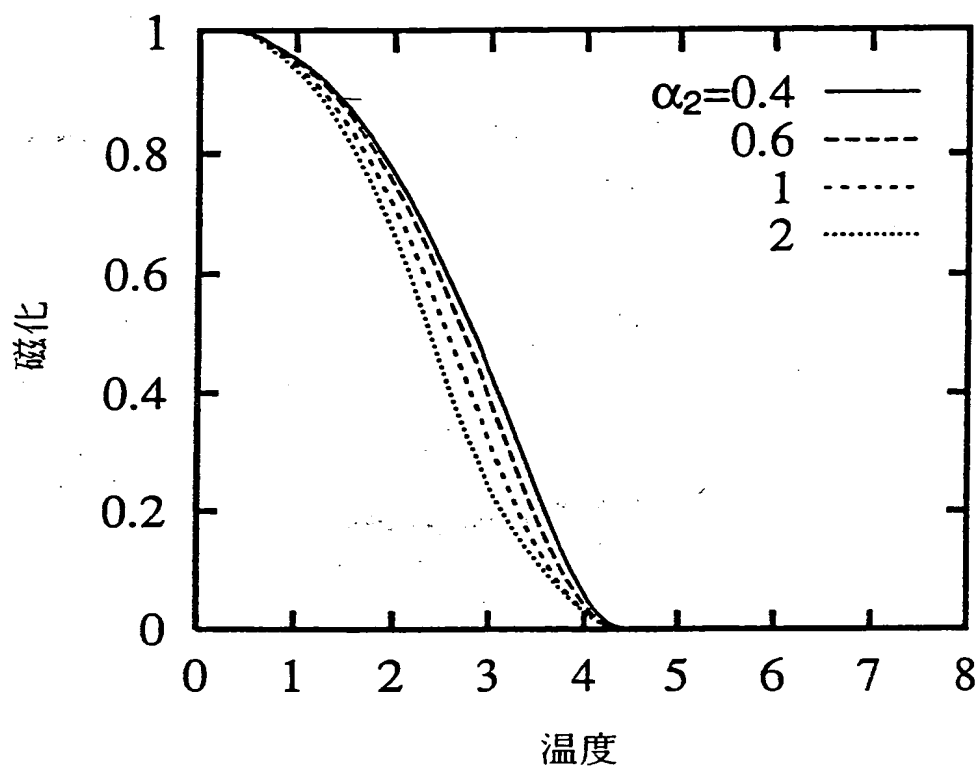
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 6 図



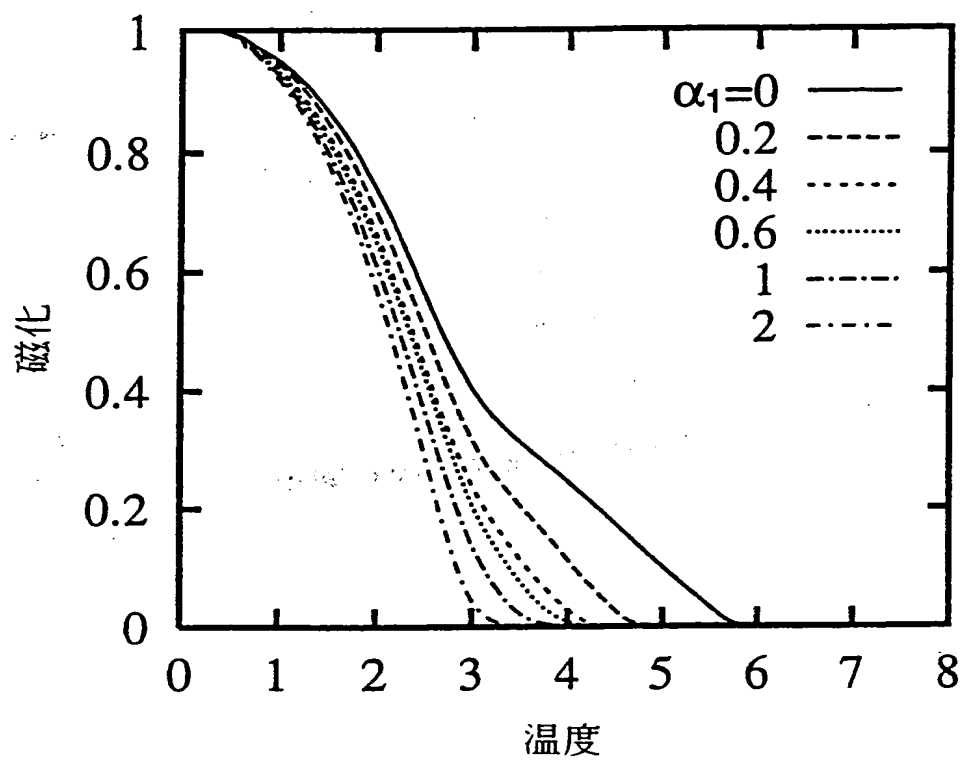
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 7 図



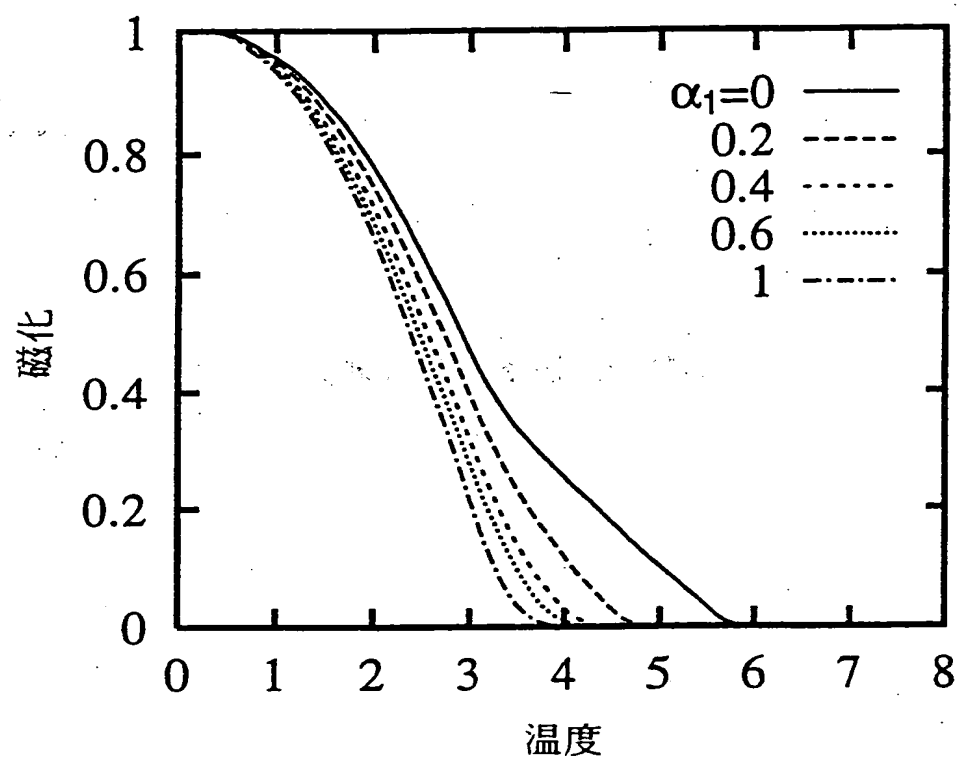
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 8 図



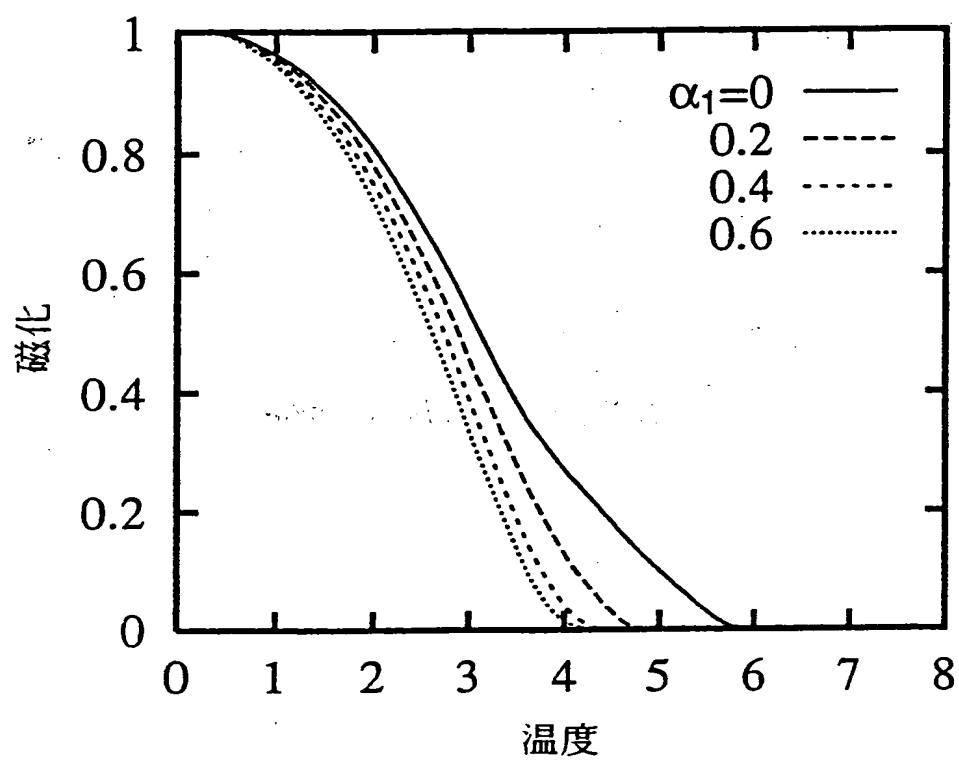
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 9 図



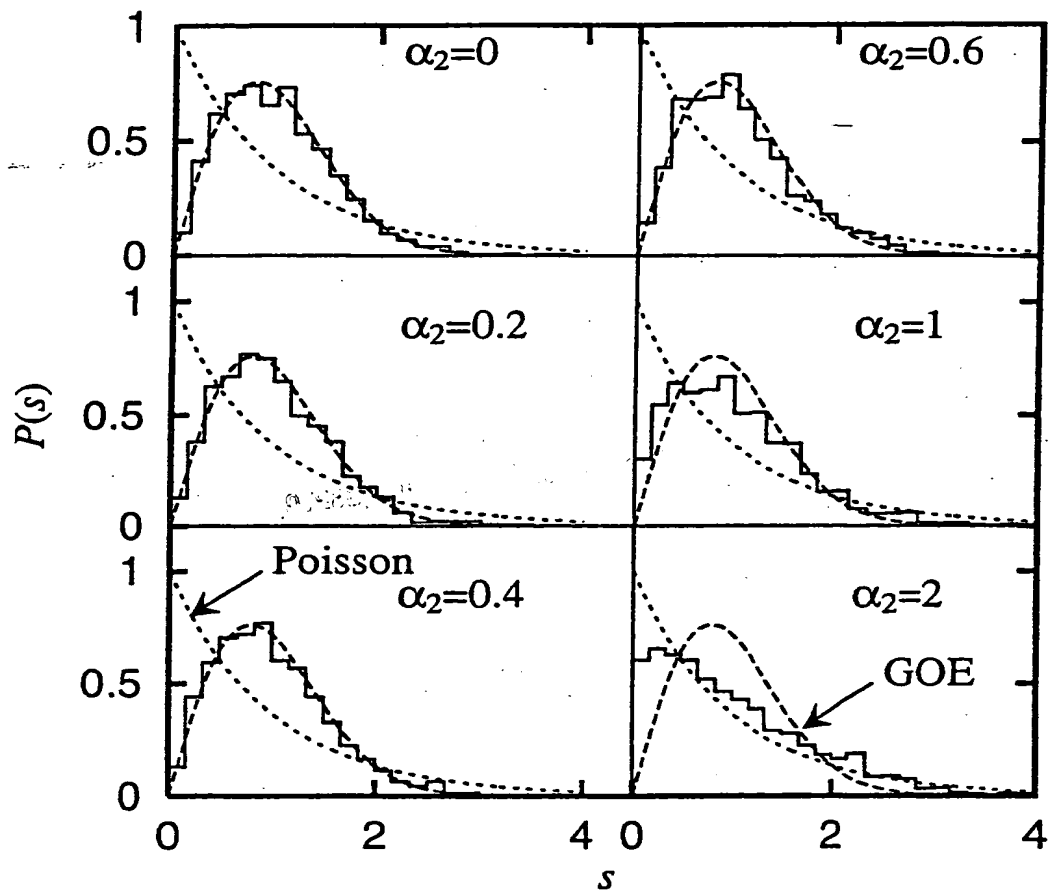
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 0 図



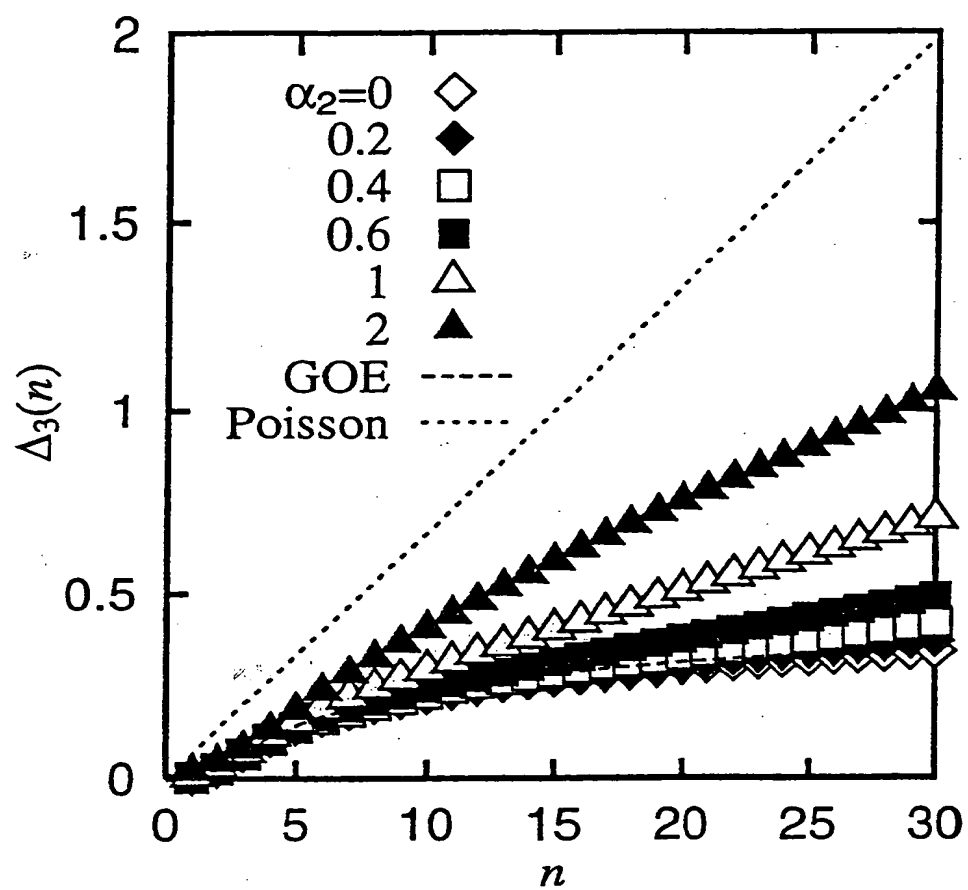
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 1 図



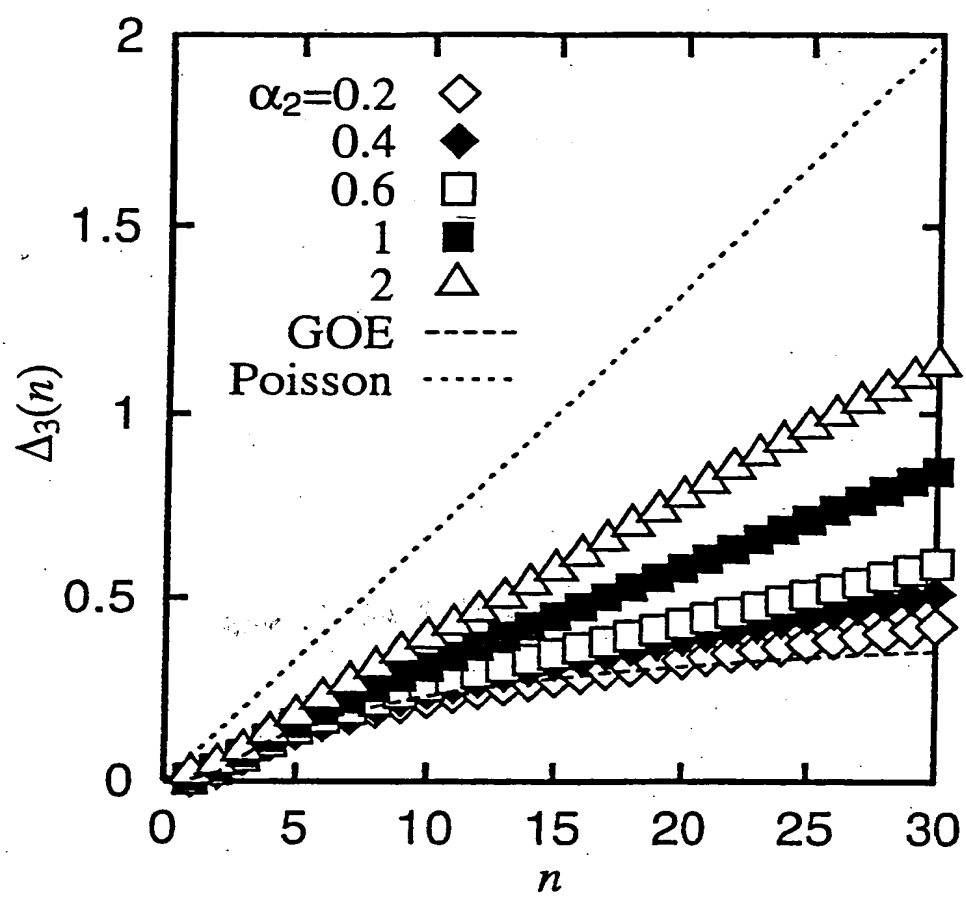
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 2 図



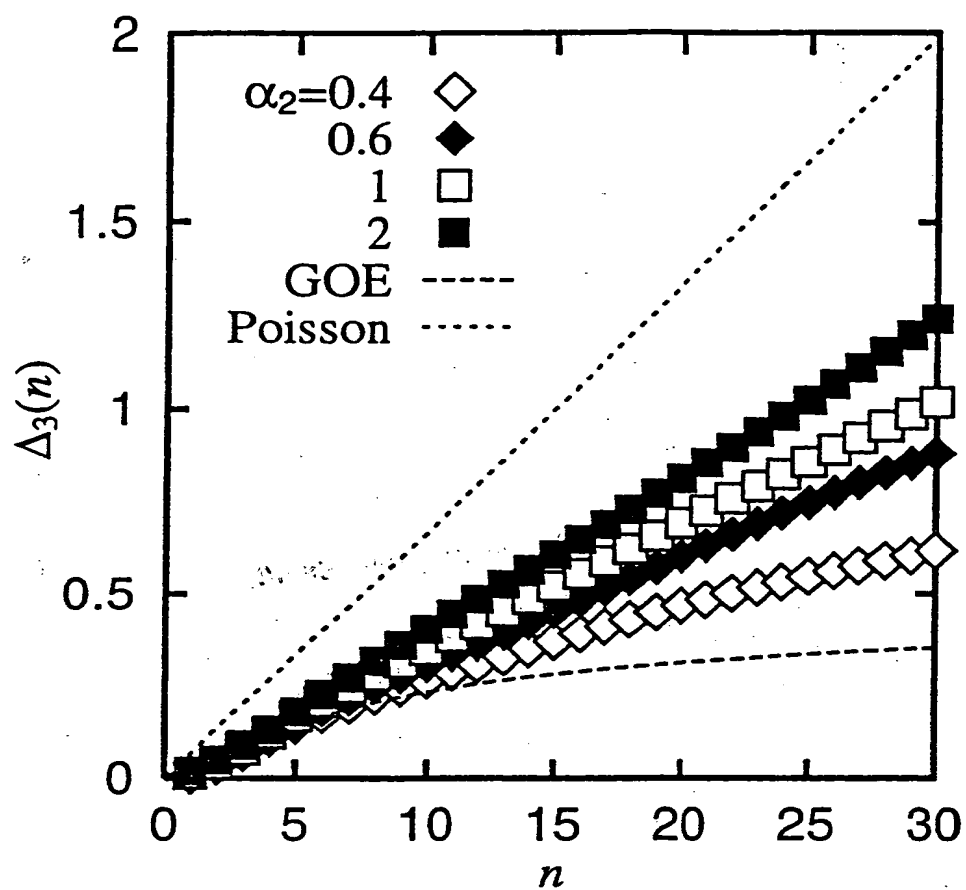
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 3 図



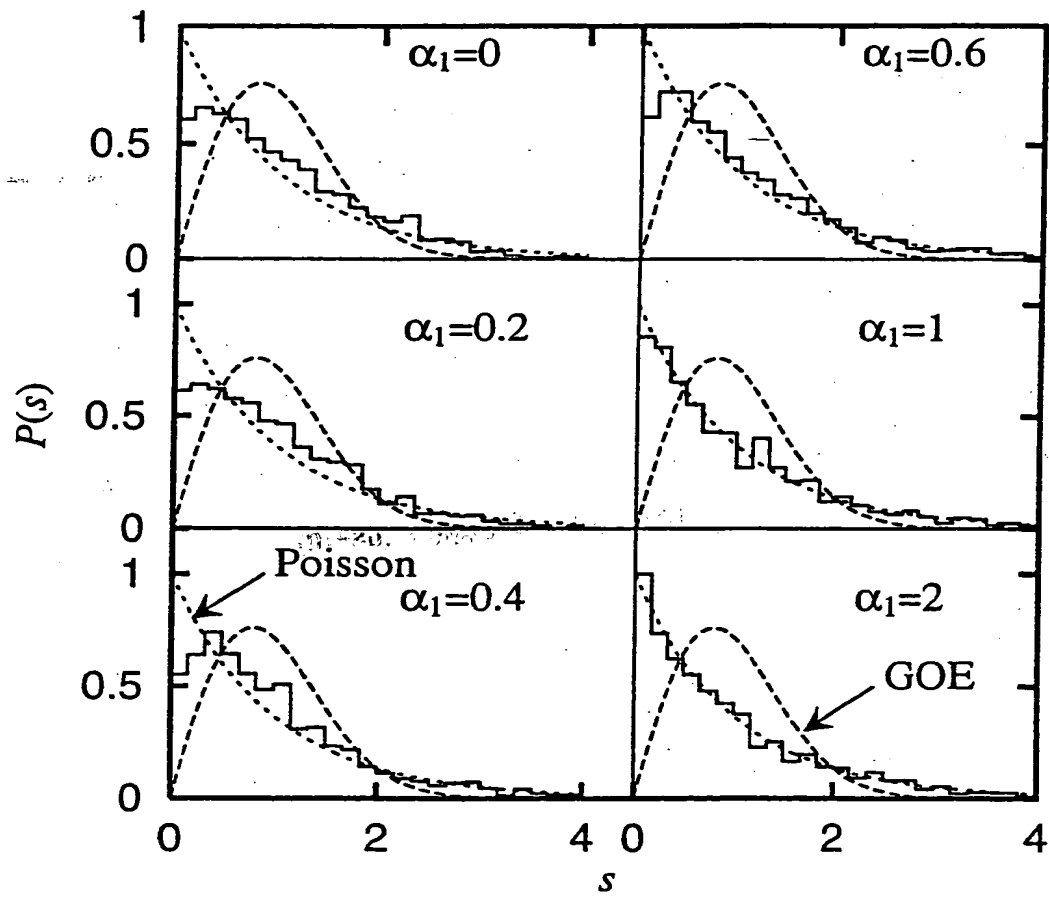
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 4 図



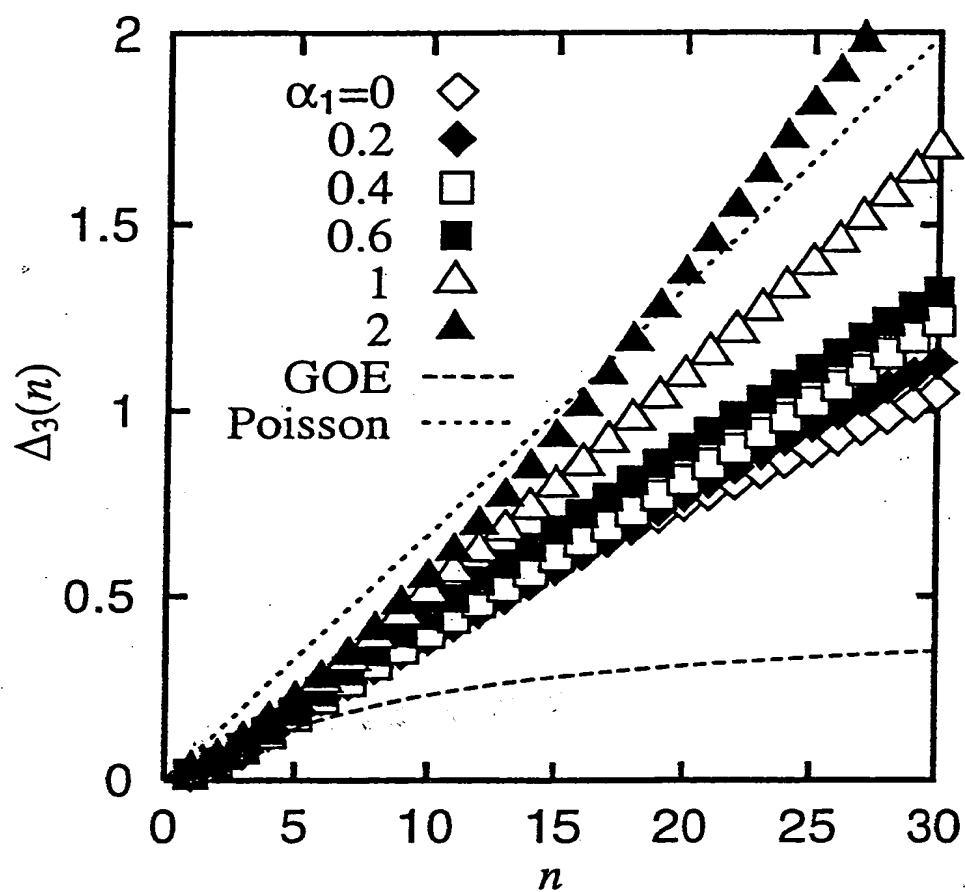
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 5 図



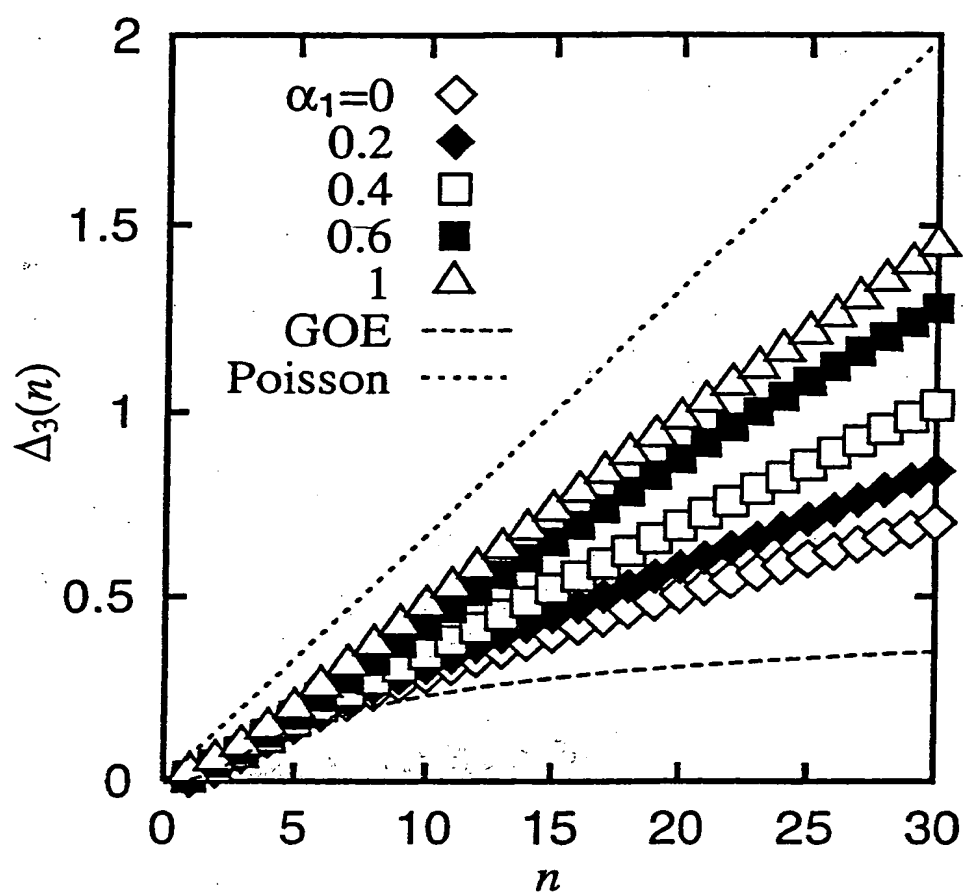
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 6 図



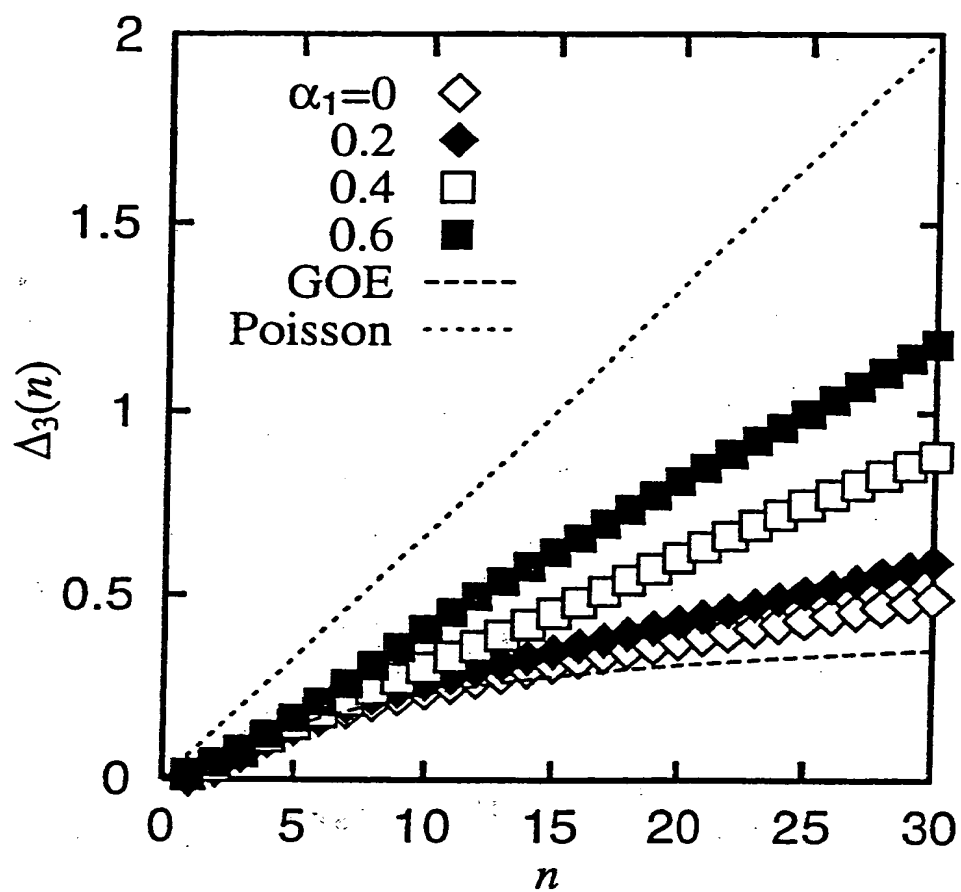
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 7 図



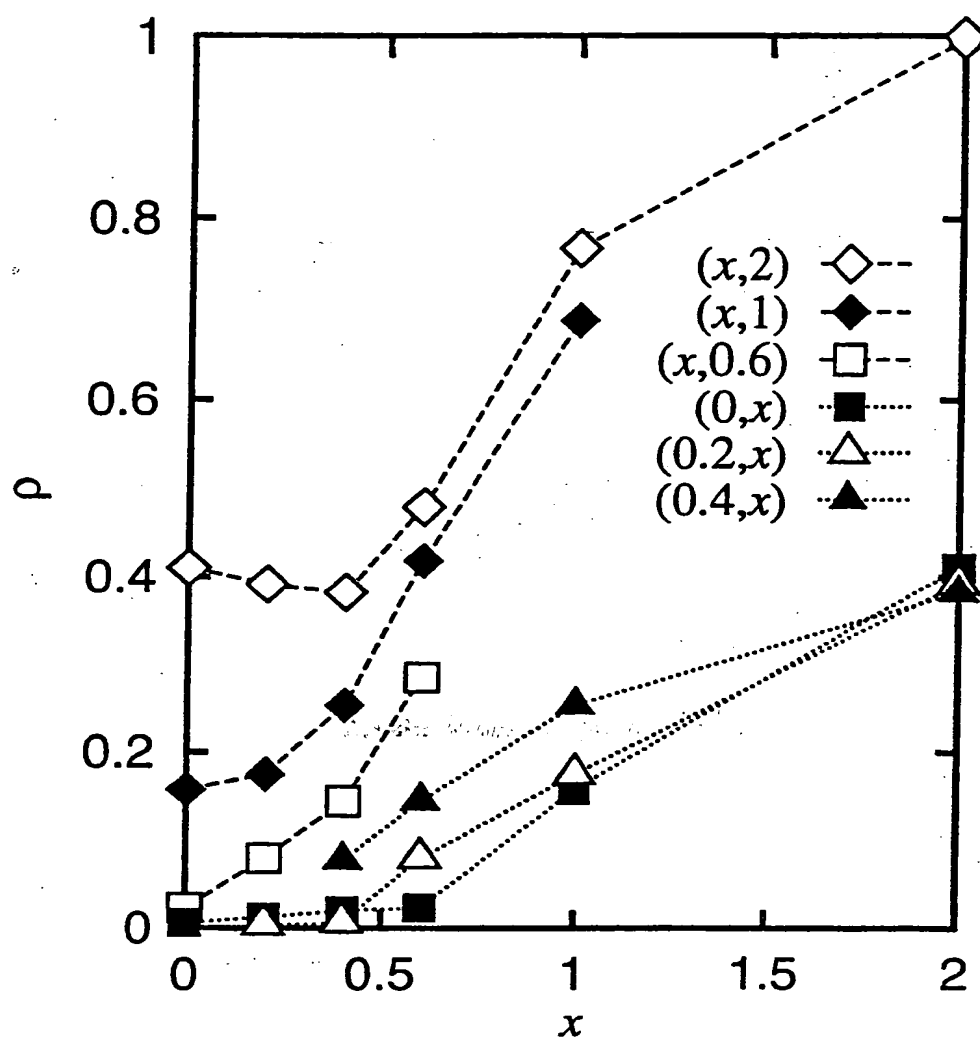
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 8 図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 9 図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

(19) 世界知的所有権機関
国際事務局



(43) 国際公開日
2001 年 11 月 29 日 (29.11.2001)

PCT

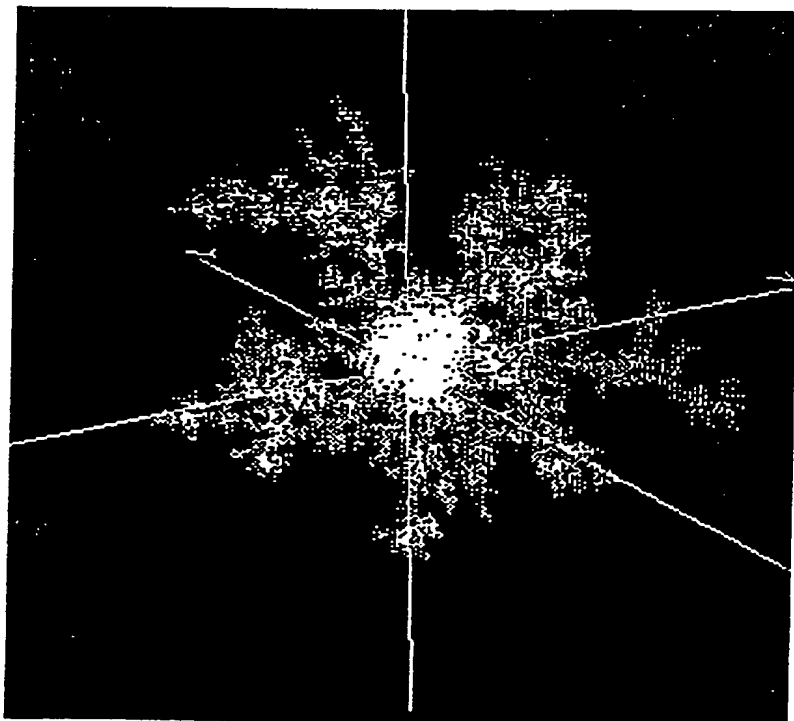
(10) 国際公開番号
WO 01/91201 A1

- (51) 国際特許分類: H01L 49/00
- (21) 国際出願番号: PCT/JP01/04252
- (22) 国際出願日: 2001 年 5 月 22 日 (22.05.2001)
- (25) 国際出願の言語: 日本語
- (26) 国際公開の言語: 日本語
- (30) 優先権データ:
特願2000-151670 2000 年 5 月 23 日 (23.05.2000) JP
特願2000-194495 2000 年 6 月 28 日 (28.06.2000) JP
特願 2000-333394 2000 年 10 月 31 日 (31.10.2000) JP
- (71) 出願人 (米国を除く全ての指定国について): ソニー株式会社 (SONY CORPORATION) [JP/JP]; 〒141-0001 東京都品川区北品川6丁目7番35号 Tokyo (JP).
- (72) 発明者; および
(75) 発明者/出願人 (米国についてのみ): 宇賀神隆一 (UGAJIN, Ryuichi) [JP/JP]; 〒141-0001 東京都品川区北品川6丁目7番35号 ソニー株式会社内 Tokyo (JP).
- (74) 代理人: 杉浦正知 (SUGIURA, Masatomo); 〒171-0022 東京都豊島区南池袋2丁目49番7号 池袋パークビル7階 Tokyo (JP).
- (81) 指定国 (国内): AE, AG, AL, AM, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BR, BY, BZ, CA, CH, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DK, DM, DZ, EC, EE, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KP, KR, KZ, LC, LK, LR, LS, LT, LU, LV, MA, MD, MG, MK, MN, MW, MX, MZ, NO, NZ, PL, PT, RO, RU, SD, SE, SG, SI, SK, SL, TJ, TM, TR, TT, TZ, UA, UG, US, UZ, VN, YU, ZA, ZW.
- (84) 指定国 (広域): ARIPO 特許 (GH, GM, KE, LS, MW, MZ, SD, SL, SZ, TZ, UG, ZW), ユーラシア特許 (AM,

[続葉有]

(54) Title: FRACTAL STRUCTURE AND ITS FORMING METHOD

(54) 発明の名称: フラクタル構造体およびその形成方法



(57) Abstract: A fractal structure arranged to have a plurality of regions each having a different fractal dimension characterizing self similarity. In particular, a region of low fractal dimension is formed on the periphery of a nucleus having high fractal dimension in stellar fractal structure. By regulating the volumetric ratio of these regions to the entire fractal structure, properties of phase transition revealed in that fractal structure, e.g. Mott transition, magnetization curve of ferromagnetic phase transition and quantum chaos in an electron state, are controlled. In order to enhance controllability, fractal dimension of nucleus is set higher than 2.7 and fractal dimension on the periphery of the nucleus is set lower than 2.3.

[続葉有]

WO 01/91201 A1



AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM), ヨーロッパ特許 (AT, BE, CH, CY, DE, DK, ES, FI, FR, GB, GR, IE, IT, LU, MC, NL, PT, SE, TR), OAPI 特許 (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA, GN, GW, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

2文字コード及び他の略語については、定期発行される各PCTガゼットの巻頭に掲載されている「コードと略語のガイダンスノート」を参照。

添付公開書類:

— 国際調査報告書

(57) 要約:

自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を持つようにフラクタル構造体を構成する。特に、星状フラクタル構造体においては、フラクタル次元の高い核の周辺にフラクタル次元の低い領域を形成する。フラクタル構造体全体に占めるこれらの領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現する相転移の性質、例えばモット転移、強磁性相転移の磁化曲線、電子状態における量子カオスなどを制御する。制御性を高めるためには、核のフラクタル次元を2.7より大きくし、核の周辺の領域のフラクタル次元を2.3より小さくする。

明 細 書

フラクタル構造体およびその形成方法

5 技術分野

この発明は、フラクタル構造体およびその形成方法に関し、特に、新規な原理に基づいたものである。

背景技術

- 10 固体材料の電子・光素子への応用を考える時、その材料の持つ物性値が用途に制約を与えることがある。例えば、半導体材料を発光素子に利用する場合、その材料のバンドギャップに対応する発光波長のデバイスに応用することはできるが、発光波長を変えるためには工夫が必要である。半導体のバンドに係わる物性値に関しては、超格子によ
- 15 って制御が実現されている。具体的には、超格子の周期を変えることによって、サブバンドのバンド幅を制御することができ、発光波長を設計することができる。

- さて、多電子状態の構造を材料設計により制御することを目指し、本発明者は量子ドット結合体による多体効果工学を提唱し、理論的解
- 20 析を行ってきた（(1)US patent 5,430,309 (2)US patent 5,663,571 (3)US patent 5,719,407 (4)US patent 5,828,090 (5)US patent 5,831,294 (6)US patent 6,020,605 (7)J. Appl. Phys. 76, 2833(1994) (8) Phys. Rev. B51, 10714(1995) (9)Phys. Rev. B51, 11136(1995) (10)J. Appl. Phys. 77, 5509(1995) (11)Phys. Rev. B53, 6963(1996) (12)Phys. Rev. B53, 10141(1996) (13)Appl. Phys. Lett. 68, 2657(1996) (14)J. Appl. Phys. 80, 3893(1996) (15)J. Phys. Soc. Jpn. 65, 3952(1996) (16)Jpn. J. Ap
- 25

pl. Phys. 36, 638 (1997) (17) J. Phys. Soc. Jpn. 66, 425 (1997) (18) J. App
 l. Phys. 81, 2693 (1997) (19) Physica (Amsterdam) 229B, 146 (1997) (20)
 Physica (Amsterdam) 237A, 220 (1997) (21) Surf. Sci. 375, 403 (1997) (2
 2) Physica (Amsterdam) 240B, 116 (1997) (23) Physica (Amsterdam) 240B,
 5 128 (1997) (24) Physica (Amsterdam) 1E, 226 (1997) (25) Phys. Rev. Lett.
 80, 572 (1998) (26) Jpn. J. Appl. Phys. 37, 863 (1998) (27) Physica (Amst
 erdam) 245B, 311 (1998) (28) Physica (Amsterdam) 253B, 96 (1998) (29) P
 hys. Rev. B59, 4952 (1999) (30) Surf. Sci. 432, 1 (1999) (31) Internatio
 nal Journal of Modern Physics B. Vol. 13, NO. 21, 22, pp. 2689-2703, 1
 10 999)。例えば、量子ドット間のトンネル現象と量子ドット内の電子
 間相互作用とを調整することにより、様々な相関電子系が実現される
 であろうと期待されている。いま、近接量子ドット間のトンネル・ト
 ランスファーを t と書くことにする。そのとき、量子ドットが正方格子
 子状に並んでいるとすれば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 4t$ で
 15 ある。もし量子ドットが一次元チェーンとして形成されていれば、一
 電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2t$ である。三次元的な量子ドットア
 レーならば $T_{eff} = 6t$ である。つまり、量子ドットアレーの次元性
 が D ならば、一電子状態のバンド幅は $T_{eff} = 2Dt$ であった。さて、
 ハーフフィルド (half-filled) (量子ドット一個あたり一電子) のモ
 ット (Mott) 転移 (モット (Mott) - ハバード (Hubbard) 転移または
 20 モット金属 - 絶縁体転移とも呼ぶ) を考える。量子ドット内の実効的
 電子間相互作用を U_{eff} と書くことにすると、このモット絶縁体側で
 のハバード・ギャップは $\Delta = U_{eff} - T_{eff}$ でほぼ記述されることか
 ら、 U_{eff} や t を変えることでモット転移を制御することができるこ
 25 とになる。既に提案しているように、電界効果によって、 U_{eff} 、 t
 を調整してモット - ハバード転移を制御することができ、電界効果素

子に応用可能である（上記文献(5)(6)(11)(14)）。

一方で、 $\Delta = U_{eff} - T_{eff} = U_{eff} - 2 D t$ の式を見てみると、系の次元性Dを制御することによって、モットーハバード転移を制御することも可能であろうと考えられる。この目的のため、本出願人は、
5 次元性を連続的に変化させることのできるフラクタル結合体を提案し、そのフラクタル次元の変化によりモットーハバード転移が制御可能であることを示してきた。

より幅広い材料の設計を行うため、単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することが望まれている。

10 ところで、情報処理を担う物理系として、内在する非線形性は必須のものである。従来から用いられてきた素子として、ある程度の非線形な応答が見られる材料を用いた電子素子がある。例えば、電流－電圧特性に非線形性があるものとして、微分負抵抗を示す二端子素子が挙げられる。もちろん、三端子素子として、MOS－FETは現代の
15 技術を支えている。そして、これらの非線形性を持つ電子素子を線形な電子回路で結合し、非線形性を持つ情報処理装置を構築することにより、任意の計算を実行することができる。

しかしながら、そのような電子回路では、高度に集積化することによる困難が問題になってきている。例えば、発熱の問題である。内在する電気抵抗に起因するこの発熱は、電子素子の非線形性を生み出すために必須であり、情報処理を実行するのに不可欠であって、本質的である。
20

この困難を回避するため、要素素子の非線形性を高めることで素子数を減らす試みがなされてきた。この方向を発展させると必然的に、
25 要素素子がカオスを示す程に強い非線形性を持つものが望まれてくる。カオスを示す古典的な系を量子化したとき、その量子系の振る舞いを

特徴付けるのが量子カオスである。

一方で、要素素子が微細化されて行くと、その素子に閉じ込められた電子は量子力学的粒子として振る舞うことになる。従って、この観点より、量子カオスを示す要素素子に期待が集まっている。本出願人は、フラクタル形状を持つ構造中の量子系において、系を特徴付ける
5 フラクタル次元を変えることで量子カオスを制御することができることを理論的に示してきた。

この発明が解決しようとする課題は、単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することができるフラクタル構造体およびその形成方法を提供することにある。
10

この発明が解決しようとする他の課題は、単純なフラクタル性を越えた設計方法により相転移やカオス、特に量子カオスを制御することができるフラクタル構造体およびその形成方法を提供することにある。

15 発明の開示

本発明者は、上記課題を解決すべく鋭意検討を行った結果、フラクタル構造を成長させる際に成長条件を時間的に変化させることで、複数のフラクタル次元で特徴付けられる部分を持つ、より複雑なフラクタル構造体を形成することができることを見い出した。特に、ランダム・フラクタルの成長過程において、フラクタル次元の高い核の周辺にフラクタル次元の低い領域を形成することにより、神経細胞状のフラクタル構造体を形成することができることが分かった。そして、これらのフラクタル構造体においては、磁気相転移などの相転移や、カオス、特に電子状態における量子カオスなどの発現を制御することが
20 可能であることが分かった。その後、詳細な解析を行った結果、これらの現象の制御に好適なフラクタル次元が存在することが分かった。
25

この発明は、本発明者による以上の検討に基づいて案出されたものである。

すなわち、上記課題を解決するために、この発明の第 1 の発明は、
5 自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域
を有する

ことを特徴とするフラクタル構造体である。

この発明の第 1 の発明においては、フラクタル構造体全体に占める
複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造
体において発現する相転移の性質が制御される。あるいは、相互作用
10 する電子系の電子間相関が制御される。また、強磁性相転移の磁化曲
線が制御される。さらに、そのフラクタル構造体において発現するカ
オスの性質が制御され、より具体的には例えば電子状態における量子
カオスが制御される。この電子状態における量子カオスの制御は、フ
ラクタル構造体全体に占める複数の領域の体積の比率の調整に加えて、
15 磁性不純物添加によるランダム磁場の導入を併用することにより、高
い制御性で制御することができる。もっとも、この電子状態における
量子カオスの制御は、フラクタル構造体全体に占める複数の領域の体
積の比率の調整を行わず、磁性不純物添加によるランダム磁場の導入
だけでも可能である。ここで、複数の領域の体積の比率はこれらの領
20 域を構成する原子数の比率に対応し、これはさらに、後に詳述する発
明の実施の形態ではこれらの領域を形成するための成長時間（ステッ
プ）の比率に対応する。

この発明の第 1 の発明において、フラクタル構造体は、典型的には、
第 1 のフラクタル次元を有する核となる第 1 の領域と、第 1 の領域の
25 周辺に第 2 のフラクタル次元を有する一つまたは複数の第 2 の領域と
を有し、第 2 のフラクタル次元は第 1 のフラクタル次元より低い。特

に、これらの第1の領域および第2の領域が全体として星状の形状を有する場合は、星状フラクタル構造体である。これらの第1の領域および第2の領域を有するフラクタル構造体においては、発現する相転移の性質あるいは相互作用する電子系の電子間相関の制御性を十分に確保する観点からは、より具体的には、例えば、強磁性相転移の磁化曲線の制御、量子カオスの制御などを良好に行い、あるいは、相関電子系の制御を良好に行ってモット絶縁体と金属との接合を良好に形成するなどの観点からは、好適には、第1のフラクタル次元を D_{f1} 、第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ とし、典型的には、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とし、より好適には、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とする。ここで、 D_{f1} の上限値である3は3次元空間の次元に対応するものであり、 D_{f2} の下限値である1は構造内の連結性の確保に必要なものである。

この発明の第2の発明は、

自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体の形成方法であって、

一つまたは複数の起点からフラクタル構造の成長を行い、その成長過程において、異なるフラクタル次元が得られるように成長条件を時間的に変化させるようにした

ことを特徴とするものである。

この発明の第2の発明においては、典型的には、成長を開始した時刻から第1の時刻までは第1のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行い、第1の時刻から第2の時刻までは第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行う。この場合、第1のフラクタル次元を有する第1の領域の周辺に、第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル

次元を有する第 2 の領域が形成されたフラクタル構造体が形成される。成長条件は、後に詳述する発明の実施の形態では式 (4) の α であるが、実際の成長においては、例えば液相で成長を行う場合には、成長に用いる溶媒の種類が例として挙げられる。すなわち、この場合には、成長過程において溶媒の種類を変えることにより、フラクタル次元の異なる領域を形成することができる。

この発明の第 1 の発明と同様に、これらの第 1 の領域および第 2 の領域を有するフラクタル構造体においては、発現する相転移の性質あるいは相互作用する電子系の電子間相関の制御性を十分に確保する観点からは、より具体的には、例えば、強磁性相転移の磁化曲線の制御、量子カオスの制御などを良好に行い、あるいは、相関電子系の制御を良好に行ってモット絶縁体と金属との接合を良好に形成するなどの観点からは、好適には、第 1 のフラクタル次元を D_{f1} 、第 2 のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ とし、典型的には、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とし、より好適には、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ とする。ここで、 D_{f1} の上限値である 3 は 3 次元空間の次元に対応するものであり、 D_{f2} の下限値である 1 は構造内の連結性の確保に必要なものである。

上述のように構成されたこの発明によれば、フラクタル構造の成長条件を時間的に変化させることにより、互いにフラクタル次元が異なる複数の領域を有するフラクタル構造体、例えば星状フラクタル構造体を得ることができる。そして、このフラクタル構造体において、フラクタル構造体全体に占める複数の領域の体積の比率の調整などにより、このフラクタル構造体において発現する相転移の性質を制御することができる。また、フラクタル次元の最適化により、制御性の向上を図ることができる。

図面の簡単な説明

第1図は、この発明の第1の実施形態においてシミュレーションにより得られた星状フラクタル構造体を示す略線図、第2図は、この発明の第1の実施形態においてシミュレーションにより得られた星状フラクタル構造体を示す略線図、第3図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体のフラクタル次元を説明するための略線図、第4図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第5図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第6図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第7図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体におけるエネルギーと状態密度との関係を示す略線図、第8図は、この発明の第1の実施形態による星状フラクタル構造体の内部における空間的变化を説明するための略線図、第9図は、この発明の第2の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第10図は、この発明の第2の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第11図は、この発明の第2の実施形態による星状フラクタル構造体における成長起点からの距離 r と半径 r の球に含まれる成長点の数 $N(r)$ との $\log\text{-}\log$ プロットを示す略線図、第12図は、単一のフラクタル次元を有するフラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、

第 1 3 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 4 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 5 図は、この発明の第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 1 6 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 7 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 8 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 1 9 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 0 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 1 図は、この発明の第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 2 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 3 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 4 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 5 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 6 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 7 図は、この発明の第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 2 8 図は、単体フラクタル構造体における α とフラクタル次元 D_f との関係を示す略線図、第 2 9 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における $M_r(r)$

を示す略線図、第 30 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における M_r を示す略線図、第 31 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における M_r を示す略線図、第 32 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における D_{av} を示す略線図、第 33 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における D_{av} を示す略線図、第 34 図は、この発明の第 5 の実施形態による星状フラクタル構造体における D_{av} を示す略線図、第 35 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 36 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 37 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 38 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 39 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 40 図は、この発明の第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体における自発磁化を示す略線図、第 41 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 42 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 43 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 44 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 45 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 46 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量

を示す略線図、第 4 7 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 8 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における量子準位統計量を示す略線図、第 4 9 図は、この発明の第 7 の実施形態による星状フラクタル構造体における Berry-Robnik パラメータ ρ を示す略線図である。

発明を実施するための最良の形態

以下、この発明の実施形態について説明する。以下の実施形態においては、複数のフラクタル次元で特徴付けられる部分を持つフラクタル構造体の一例として星状フラクタル構造体を考える。この星状フラクタル構造体は、ランダム・フラクタルの成長過程において、フラクタル次元の高い核の周辺に、フラクタル次元の低い領域を形成することにより形成される神経細胞状のフラクタル構造体である。

第 1 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、Dielectric breakdown model ((32) A. Erzan, L. Pietronero, A. Vespignani, Rev. Mod. Phys. 67, 545 (1995) (33) L. Niemeyer, L. Pietronero, H. J. Wiesmann, Phys. Rev. Lett. 52, 1033 (1984)) を発展させることにより得られる。

いま、三次元空間の正方格子 S を定義し、その格子点 $(i_1, i_2, i_3) \in S$ 上にスカラーポテンシャル場 $\phi(i_1, i_2, i_3)$ を定義し、これを電位と称する。この電位はラプラス方程式

$$\Delta \phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad (1)$$

に従うものとする。これから定義する図形 T_n は三次元格子上の格子

点の集合であり、 T_0 は $(0, 0, 0)$ のみからなり、 T_{n+1} は順次、以下に与えるルールにより、 T_n に一格子点を付け加えることにより生成される。

まず、 T_n に含まれる各点の電位を 1 とし、無限遠点での電位を 0 とする。つまり、

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \rightarrow \infty \quad (2)$$

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 1 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \in T_n \quad (3)$$

である。この境界条件のもとで方程式 (1) を解き、各格子点の電位を決定する。 T_{n+1} を構成するために T_n に付け加えられるべき格子点は、 T_n に含まれず、 T_n に最近接する格子点の集合 U_n から選ばれる。 U_n に含まれる格子点の数を N_n と書く。

さて、 U_n に含まれる各点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ (ただし、 $m = 1, 2, \dots, N_n$) に対し、その電界強度を

$$E_m(\alpha) = |\phi(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m}) - 1|^\alpha \quad (4)$$

と定義する。 U_n のある点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ が選ばれる確率は、その電界強度 $E_m(\alpha)$ に比例する。つまり、その確率は

$$P_m(\alpha) = \frac{E_m(\alpha)}{\sum_{j=1}^{N_n} E_j(\alpha)} \quad (5)$$

である。

以上の操作を繰り返すことで T_n を構成して行く。理想的なフラクタルは、無限に繰り返した極限集合

$$T_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} T_n \quad (6)$$

であろう。また、 $\alpha = 1$ の場合、上記と Diffusion limited aggregation による図形生成の結果は一致する ((34) T. A. Witten, Jr. and L. M. Sander, Phys. Rev. Lett. 47, 1400 (1984) ; Phys. Rev. B 27, 5686 (1983)) 。

この第1の実施形態による星状フラクタル構造体は、上述の成長のステップ n に応じて、 α パラメータを変化させることによって形成される。つまり、上記成長過程を、 $1 \leq n \leq \tau_1$ において、 α_1 を用いて成長を行い、 $\tau_1 + 1 \leq n \leq \tau_2$ において α_2 を、 $\tau_2 + 1 \leq n \leq \tau_3$ において α_3 を、というように実行する。以下では、二種類のフラクタル次元を持つ場合のシミュレーションを行う。その結果を第1図、第2図および第3図に示す。ただし、このシミュレーションでは、 $\tau_2 = 10000$ 、 $\alpha_1 = 0$ 、 $\alpha_2 = 2$ は共通とし、第1図では $\tau_1 = 3000$ 、第2図では $\tau_1 = 5000$ 、第3図では $\tau_1 = 7000$ とした。第1図、第2図および第3図より、それぞれ、中心（成長起点）にボール状のフラクタル次元の高い領域（ソマティック・フラクタル）を持つ一方、その周辺に樹状のフラクタル次元の低い領域（デンドリティック・フラクタル）を持つことがわかる。このような構造は神経細胞においてよく見られるものである。つまり、細胞のソーマ部分から樹状突起が生えており、その機能を発現させている。

より詳しく構造を理解するために、フラクタル次元の計算過程を用いる。成長起点 $(0, 0, 0)$ からの距離を r としたとき、半径 r の球に含まれる成長点の数を $N(r)$ と書くことにする。そのとき、 a を比例係数として

$$N(r) = ar^{D_f} \quad (7)$$

と書けたならば、 D_f をフラクタル次元と呼ぶ。従って、両辺の対数をとると、

$$\log N(r) = \log a + D_f \log r \quad (8)$$

であるから、 \log - \log プロットを行ったときに直線に乗ればフラクタル的であり、その傾きがフラクタル次元である。第4図では、上記の成長実験で得られたそれぞれの場合に関し、この \log - \log プロットを

行った。第4図から分かるように、 $\log(r)$ が小さいときは大きな傾きの直線に乗り、 $\log(r)$ がある臨界点を越えると傾きが小さな直線に乗る。これは、異なる二つのフラクタル次元を持つことを示している。具体的には、この例では、 $\log(r)$ が臨界点を越える前のフラクタル次元は約2.9、 $\tau_1 = 8000$ の場合を除いて臨界点を越えた後のフラクタル次元は約2.1である。臨界点の場所は、 τ_1 の増加とともに増加し、この成長モデルとその解釈とを裏付けている。

(2) 星状フラクタル構造体での相関電子系

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に電子系を定義する。

10 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (9)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$15 \quad \{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (10)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下のように定義される。

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{i,j} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (11)$$

20 電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (12)$$

25 を採用する。また、 j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma}$ とその和 $\hat{n}_j = \sum_\sigma \hat{n}_{j,\sigma}$ を定義する。

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン $\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N}$ を導入する。ただし、 $\hat{N} = \sum_j \hat{n}_j$ である。ここで問題とするハーフフィールドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィールドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{t}_{j,i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (13)$$

演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$10 \quad \hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (14)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (15)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} + \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \quad (16)$$

$$\hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (17)$$

15 によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A}, \hat{B} に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (18)$$

20 である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (19)$$

は特に重要である。

系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

$$25 \quad \frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (20)$$

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

$$i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (21)$$

- 5 が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する（(35) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994)）。もし、p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

$$\langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (22)$$

10

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベーテ格子のときに厳密になるとのことであるが、この場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$15 \quad (i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (23)$$

ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (24)$$

- 20 を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

$$25 \quad i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + t \sum_p \lambda_{p,j} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (25)$$

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (26)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (27)$$

5

という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma} \quad (28)$$

10

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、

$$G_{j,1} = G_{j,l} \quad (29)$$

を仮定して以下の計算を行う。小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

$$D_j(\omega) = -\text{Im} G_j(\omega + i\delta) \quad (30)$$

がサイト j の局所状態密度、

$$D(\omega) = -\frac{1}{n+1} \sum_j D_j(\omega) \quad (31)$$

20 が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0$ 、0 0 0 1を用いることにする。

(1) で得られている、星状フラクタル構造体に関し、そのモット転移を解析する。 $\tau_2 = 1 0 0 0 0$ 、 $\alpha_1 = 0$ 、 $\alpha_2 = 2$ を共通とし、 τ_1 として、 $\tau_1 = 0, 2 0 0 0, 4 0 0 0, 6 0 0 0, 8 0 0 0, 1 0 0 0 0$ を用いた。 $t = 1$ を採用し、数値計算により得られた状態密度を第5図、第6図および第7図に示す。第5図では $U = 8$ を用い、

25

第6図では $U = 10$ を用い、第7図では $U = 12$ を用いた。第5図で
 $\tau_1 = 10000$ の場合、つまり $\alpha = 0$ の純粋なフラクタル構造体の
 場合、 $\omega = 0$ での状態密度 $D(0)$ が有限であって、この電子系は金
 5 属相にある。 τ_1 が減少して行くに従い、 $D(0)$ が減少して行き、
 絶縁性が増大して行く。 $\tau_1 < 4000$ ではほとんど $D(0)$ が消失
 し、モット絶縁体化が起こる。

第6図では全てのパラメータでモット絶縁体として振る舞うが、そ
 の絶縁性、つまりは電子間の相関効果は、 τ_1 の変化に伴い増加して
 いるのが分かる。というのも、実効的ハバードバンドの幅が τ_1 の減
 10 少に伴い増加しているからである。

星状フラクタル構造体の内部における空間的变化に関し、詳細を検
 討する。そのために、フェルミ・エネルギー上の局所状態密度 D_j
 ($\omega = 0$)の空間的变化を解析する。成長起点 $(0, 0, 0)$ からの
 距離を r としたとき、成長起点からの距離が r から $r + dr$ の成長点
 15 集合を $U_s(r)$ と書き、その元の数 $M_s(r)$ と書くことにする。
 そのとき、 $D_{ave}(r)$ を以下のように定義する。

$$D_{ave}(r) = \frac{1}{M_s(r)} \sum_{j \in U_s(r)} D_j(0) \quad (32)$$

20 この量は、成長起点から距離 r の球面上における、フェルミ・エネル
 ギー上の局所状態密度の平均値である。第8図において、 $U = 8$ とし
 た場合の $D_{ave}(r)$ が示されている。この計算では $dr = 1$ を用い、
 様々な τ_1 に対してプロットしている。 r が小さい領域、つまり、ソ
 マティック・フラクタルの領域では $D_{ave}(r)$ が有限の値をとり、
 25 金属的に振る舞うことが分かる。 r の増加に伴って、 $D_{ave}(r)$ は
 減少し、ゼロへと漸近する。つまり、モット絶縁体化が起こる。モッ

ト絶縁体化が起こる r の値はそれぞれ異なり、 τ_1 が大きいほど大きな r の値が必要となるのは、 α パラメータでモット金属－絶縁体転移を制御できることからして当然である。つまり、中心の金属領域がモット絶縁体領域によってくるまれているという、新しい電子系が実現

5 されていることになる。

従って、星状フラクタル構造体において、その構造で発現するモット金属－絶縁体転移およびモット絶縁体の性質は、 τ_1 により制御することができることが分かった。

第 2 の実施形態

10 (1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 2 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に

15 関して成長の数値実験を行った。

第 9 図～第 11 図では、上記の成長実験で得られたそれぞれの場合に関し、第 1 の実施形態と同様な $\log\text{-}\log$ プロットを行った。第 9 図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ 、第 10 図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、第 11 図では $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ を用いた。第

20 9 図～第 11 図から分かるように、 $\log(r)$ が小さいときは大きな傾きの直線に乗り、 $\log(r)$ がある臨界点を越えると傾きが小さな直線に乗る。これは、異なる二つのフラクタル次元を持つことを示している。臨界点の場所は、 τ_1 の増加とともに増加し、この成長モデルとその解釈とを裏付けている。

25 (2) 星状フラクタル構造体での強磁性転移

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に、強磁性体を記述す

るスピン系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (33)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン

5 系を考える。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (34)$$

\mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$10 \quad J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (35)$$

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間のみでスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

$$15 \quad Z = \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} e^{-H/T} \quad (36)$$

ただし、和の記号内の $\{\mathbf{S}_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

$$20 \quad M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^{n+1} \langle \mathbf{S}_p \rangle \quad (37)$$

ただし、期待値 $\langle \mathbf{S}_p \rangle$ は

$$25 \quad \langle \mathbf{S}_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{\mathbf{S}_p\}} \mathbf{S}_p e^{-H/T} \quad (38)$$

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に \mathbf{M} はスピン空間におけ

るベクトル量であるが、その絶対値 $M = |\mathbf{M}|$ を計算する。

ここではイジング・モデルを考える。イジング・モデルでは、

$$S_p = 1 \text{ or } -1 \quad (39)$$

- の二状態のみが有り得る。さて、このイジング・モデルに平均場近似
5 を導入しよう。p 番目のサイトの自発磁化を μ_p と書く。この系では
サイトごとに分子場が異なるので、それを $\bar{\mu}_p$ と書くことにする。平均
場近似の仮定として、分子場が最近接サイトの自発磁化で

$$\bar{\mu}_p = \sum_q J_{p,q} \mu_q \quad (40)$$

- 10 と書けるものを採用する。この仮定により、上記ハミルトニアンは

$$H_{MF} = - \sum_{p=1}^{n+1} \bar{\mu}_p \sigma_p \quad (41)$$

- と単純化される。この単純化されたハミルトニアンによる分配関数を用いて得られる自発磁化が μ_p となるようなセルフコンシステント
15 (self-consistent) 方程式を導くと

$$\mu_p = \tanh(\beta \bar{\mu}_p) \quad (42)$$

が得られ、この方程式を数値的に解くことで、系の自発磁化

$$20 \quad M_{\text{Ising}} = \frac{1}{n+1} \sum_{j=0}^n \mu_j \quad (43)$$

を求める。

- 第 12 図に、単一のフラクタル次元を持つ典型的なフラクタル構造体における自発磁化を示す。 $\alpha = 0$ 、 $\alpha = 1$ 、 $\alpha = 2$ の結果が示され
25 ている。さて、星状フラクタル構造体における自発磁化を示す。第 13 図～第 15 図は星状フラクタル構造体における自発磁化を示し、第

1 3 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ 、第 1 4 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、第 1 5 図は $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合である。
 第 1 3 図を詳しく観察する。 $\tau_1 = 0$ の場合は $\alpha = 2$ の単純フラクタル構造体と同じである。一方、 $\tau_1 = 10000$ の場合は、 $\alpha = 0$ の
 5 単純フラクタル構造体と同じである。 τ_1 として、上記の二極の中間の値を取って行くと、二極を内挿する新しい磁化曲線が現れる。もちろんその磁化曲線は、二極の各部分の加重平均に近いものであるが、実際には $\alpha = 2$ の領域と $\alpha = 0$ の領域との間に相互作用があり、全体として新しい磁性体をなしている。第 1 4 図でも、 $\alpha = 1$ と $\alpha = 0$ の
 10 単純フラクタル構造体を内挿する新しい磁化曲線が現れ、第 1 5 図では $\alpha = 2$ と $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体を内挿する新しい磁化曲線が現れる。従って、フラクタルを基礎とした構造体 (fractal-based complex) であるこの星状フラクタル構造体を用いることで、様々な磁性を示す材料を実現することができることが分かった。

15 第 3 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 3 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、第 2 の実施形態と同様に、成長条件として、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に関して成長の数値実験を行った。この成長実験で得られたそれぞれの場合に関して log-log プロットを行った結果は第 9 図～第 1 1 図に示したものと同様である。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

25 (1) で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (44)$$

を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (45)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (46)$$

と定義される。ここで、トランスファー $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (47)$$

を採用する。このモデルでは最近接サイト間のみでホッピングが可能である。

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m |m\rangle \quad (48)$$

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (49)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (50)$$

を用い、新しい準位

$$\epsilon_0 = 0 \quad (51)$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (52)$$

へ変換する。ここで、

5

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (53)$$

である。系の状態密度 (the density of states) は

10

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (54)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (55)$$

15

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ 、統計量を

20

計算する。参考文献 ((36) L. E. Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (37) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991))にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古

25

典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Poisson 分布のもの

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (56)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (57)$$

5

となり、量子カオス系の場合、GOE 分布

$$P_{\text{GOE}}(s) = \frac{\pi s}{2} e^{-\pi s^2/4} \quad (58)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{\pi^2}{8} - \frac{5}{4} \right] + O(n^{-1}) \quad (59)$$

10

となる。ここで、 γ はオイラー定数である。

ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 10000$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n+1 = 10001$ 個の固有状態がある。この中で、基底状態から 501 番目より 2001 番目までの、1501 状態に関するエネルギー固有値をもとに、以下の量子準位統計量を計算した。第 16 図および第 17 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 16 図では $P(s)$ を、第 17 図では Δ_3 統計量を示した。

$\tau_1 = 10000$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 3 ($D_f \sim 2.91$) に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。このとき、量子準位統計は GOE 分布のものとなっている。一方、 $\tau_1 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 2 ($D_f \sim 2.16$) に近いので、系は可積分系として振る舞う。そして τ_1 が 0 から 10000 へ増加して行くに従い、Poisson 分布から GOE 分布へと変化している。従って、 τ_1 を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系

25

まで、幅広い種類の量子系を実現することができる。

上記例は、 $\alpha = 0$ と $\alpha = 2$ の共存する星状フラクタル構造体であった。一方、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体はフラクタル次元 ($D_f \sim 2.45$) 程度であり、この $\alpha = 1$ の単純フラクタルを介して $\alpha = 0$ の量子カオス系と $\alpha = 2$ の可積分系とをつなぐこともできる。第 18 図および第 19 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 20 図および第 21 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 18 図および第 20 図では $P(s)$ を、第 19 図および第 21 図では Δ 統計量を示した。第 18 図および第 19 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 16 図および第 17 図の $\tau_1 = 10000$ と同一の量子カオス系である。第 18 図および第 19 図において見られるように、 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量は G O E 分布のものから Poisson 分布のものへと変化して行く。しかしながら、第 18 図および第 19 図での $\tau_1 = 0$ 、つまり $\alpha = 1$ の単純フラクタルでも、完全な Poisson 分布にはなっていない。さて、第 20 図および第 21 図へ目を転じよう。第 20 図および第 21 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 18 図および第 19 図の $\tau_1 = 0$ と同一であり、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体における量子準位統計量である。 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量はより Poisson 分布のそれへと近づいて行き、 τ_1 が十分小さい所では、Poisson 分布のものへと漸近している。もちろん第 20 図および第 21 図における $\tau_1 = 0$ は、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルにおける量子準位統計量であり、第 16 図および第 17 図の $\tau_1 = 0$ と同じである。

第 4 の実施形態

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 4 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、第 2 の実施形態と同様に、成長条件として、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 2)$ の場合に加えて、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ 、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (1, 2)$ の場合に関して成長の数値実験を行った。この成長実験で得られたそれぞれの場合に関して log-log プロットを行った結果は第 9 図～第 11 図に示したものと同様である。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (60)$$

を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子 \hat{c}_p^\dagger を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (61)$$

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン \hat{H} は

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (62)$$

と定義される。ここで、トランスファーマ $t_{p,q}$ としては

$$t_{p,q} = \begin{cases} \exp(i\theta_{p,q}) & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (63)$$

を採用する。ただし、 $\theta_{p,q} = -\theta_{q,p}$ は

$$0 < \theta_{p,q} < 2\pi \quad (64)$$

を満たすランダムな実数である。このモデルでは、最近接サイト間のみでホッピングが可能である。そして、そのホッピングに伴い、場所

によりランダムな位相因子 $\theta_{p,q}$ が付け加わる。格子点を一周するループでこの位相因子を積分すれば、そのループを貫く磁束になるので、 $0 < \theta_{p,q} < 2\pi$ のランダムな分布に対し、局所的には磁場が導入されていることになる。この磁場は、強度、方向ともに全くランダムであり、空間的に平均をとるとゼロ磁場となるので、系のフラクタル性を破壊することはない。

ハミルトニアン \hat{H} の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m|m\rangle \quad (65)$$

である。ただし、 $m = 0, 1, 2, \dots, n$ である。

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で 1 になるように規格化する。つまり、

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (66)$$

とする。ただし、 $j = 1, 2, \dots, n$ としたとき、

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (67)$$

を用い、新しい準位

$$\epsilon_0 = 0 \quad (68)$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (69)$$

へ変換する。ここで、

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (70)$$

である。系の状態密度 (the density of states) は

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (71)$$

で定義され、その積分 (the staircase function)

5

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (72)$$

10

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ_3 統計量を計算する。参考文献 ((36) L. E. Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (37) F. Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991))にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

15

可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量は Poisson 分布のもの

20

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (73)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{n}{15} \quad (74)$$

25

となり、磁場下の量子カオス系の場合、GUE (Gaussian unitary ensemble) 分布

$$P_{\text{GUE}}(s) = \frac{32s^2}{\pi^2} e^{-4s^2/\pi} \quad (75)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{5}{4} \right] + O(n^{-1}) \quad (76)$$

となる。ここで、 γ はオイラー一定数である。

- 5 ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 1\ 0\ 0\ 0\ 0$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n + 1 = 1\ 0\ 0\ 0$ 1 個の固有状態がある。この中で、基底状態から 5 0 1 番目より 2 0 0 1 番目までの、1 5 0 1 状態に関するエネルギー固有値をもとに、以下の量子準位統計量を計算した。第 2 2 図および第 2 3 図に $(\alpha_1,$
- 10 $\alpha_2) = (0, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 2 2 図では $P(s)$ を、第 2 3 図では Δ 統計量を示した。 $\tau_1 = 1\ 0\ 0\ 0\ 0$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 3 ($D_f \sim 2.91$) に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。このとき、量子準位統計は GUE 分布のもの
- 15 となっている。一方、 $\tau_1 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が 2 ($D_f \sim 2.16$) に近いので、系は可積分系として振る舞う。そして τ_1 が 0 から 1 0 0 0 0 へ増加して行くに従い、Poisson 分布から GUE 分布へと変化している。従って、 τ_1 を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系
- 20 まで、幅広い種類の量子系を実現することができる。

- 上記例は、 $\alpha = 0$ と $\alpha = 2$ の共存する星状フラクタル構造体であった。一方、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体はフラクタル次元 ($D_f \sim 2.45$) 程度であり、この $\alpha = 1$ の単純フラクタルを介して $\alpha = 0$ の量子カオス系と $\alpha = 2$ の可積分系とをつなぐこともできる。第 2 4
- 25 図および第 2 5 図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, 1)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第 2 6 図および第 2 7 図に $(\alpha_1,$

$\alpha_2) = (1, 2)$ の星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。それぞれ、第 24 図および第 26 図では $P(s)$ を、第 25 図および第 27 図では Δ 、統計量を示した。第 24 図および第 25 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 22 図および第 23 図の $\tau_1 = 10000$ と同一の量子カオス系である。第 24 図および第 25 図において見られるように、 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量は GUE 分布のものから Poisson 分布のものへと変化して行く。しかしながら、第 24 図および第 25 図での $\tau_1 = 0$ 、つまり $\alpha = 1$ の単純フラクタルでも、完全な Poisson 分布にはなっていない。さて、第 26 図および第 27 図へ目を転じよう。第 26 図および第 27 図の $\tau_1 = 10000$ は、第 24 図および第 25 図の $\tau_1 = 0$ と同一であり、 $\alpha = 1$ の単純フラクタル構造体における量子準位統計量である。 τ_1 の減少とともに、量子準位統計量はより Poisson 分布のそれへと近づいて行き、 τ_1 が十分小さい所では、Poisson 分布のものへと漸近している。もちろん第 26 図および第 27 図における $\tau_1 = 0$ は、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルにおける量子準位統計量であり、第 22 図および第 23 図の $\tau_1 = 0$ と同じである。

磁場のない場合に見られた GUE 分布により記述される量子カオス系から Poisson 分布により記述される可積分量子系への変化に対応して、ランダム磁場下では、GUE 分布により記述される量子カオス系から Poisson 分布により記述される可積分量子系への変化が見られた。つまり、ランダム磁場の度合を制御することで、GUE 分布により記述される量子カオス系から、GUE 分布により記述される量子カオス系まで、幅広い量子カオス系が得られることが分かった。

第 5 の実施形態

この第 5 の実施形態においては、星状フラクタル構造体による相関

電子系の制御に好適なフラクタル次元について説明する。

(1) 星状フラクタル構造体の形成

この第5の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、
5 成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) に関して成長の数値実験を行った。

ところで、Dielectric breakdown modelによる単体フラクタル構造体の形成方法において、 α を変化させると、形成されるフラクタル構造体のフラクタル次元 D_f が変化することが知られている。シミュレーションにより得られているフラクタル次元を第28図に示す(上記文献(34))。第28図から分かるように、 α の増加に伴い、 D_f は減少して行く。 $\alpha < 0.5$ で $D_f > 2.7$ が得られ、一方で、 $\alpha > 1$ で $D_f < 2.3$ が得られる。

15 (2) 星状フラクタル構造体での相関電子系

(1)で定義された星状フラクタル構造体上に電子系を定義する。
 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (77)$$

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点

20 $\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピン σ の電子を生成する演算子 $\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$ を定義する。もちろん、反交換関係

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (78)$$

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン \hat{H} は以下のように定義される。

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{ij} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (79)$$

電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、
 $\lambda_{p,q}$ として

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (80)$$

5

を採用する。また、j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

$$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad \text{とその和} \quad \hat{n}_j = \sum_{\sigma} \hat{n}_{j,\sigma} \quad \text{を定義する。}$$

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン
 $\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N}$ を導入する。ただし、 $\hat{N} = \sum_j \hat{n}_j$ である。ここで問
 10 題とするハーフフィルドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$
 となる。ハーフフィルドの大正準ハミルトニアンは以下のように書く
 ことができる。

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{t}_{j,i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (81)$$

15 演算子 $\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$ を

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (82)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (83)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} + \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \quad (84)$$

$$20 \quad \hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (85)$$

によって定義しておく。与えられた演算子 \hat{A}, \hat{B} に対し、 τ を虚時
 間として温度グリーン関数を定義すると

$$25 \quad \langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (86)$$

である。オンサイトグリーン関数

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (87)$$

は特に重要である。

系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

5

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (88)$$

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

$$10 \quad i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (89)$$

が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する ((35) C. Gros, Phys. Rev. B50, 7295 (1994))。もし、p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

$$15 \quad \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (90)$$

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベーテ格子のときに厳密になるとのことであるが、この場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の関係式が得られる。

$$20 \quad (i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (91)$$

ただし、

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (92)$$

25 を導入した。得られた式を解くには、 $\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$ を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

$$\begin{aligned}
i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle &= \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{j}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \\
&+ t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle
\end{aligned} \tag{93}$$

5

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

$$\langle \hat{j}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \tag{94}$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \tag{95}$$

10 という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られる。

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma} \tag{96}$$

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、

$$15 \quad G_j = G_{j,\uparrow} = G_{j,\downarrow} \tag{97}$$

を仮定して以下の計算を行う。小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

$$D_j(\omega) = -\text{Im} G_j(\omega + i\delta) \tag{98}$$

がサイト j の局所状態密度、

20

$$D(\omega) = -\frac{1}{n+1} \sum_j D_j(\omega) \tag{99}$$

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0.0001$ を用いることにする。

25

以下の計算においては、 $t = 1$ 、 $U = 7$ を固定する。星状フラクタル構造体の内部における空間的变化を詳しく解析するため、フェルミ

・エネルギー上の局所状態密度 D_j ($\omega = 0$) の空間的変化を解析する。成長起点 (0, 0, 0) からの距離を r としたとき、成長起点からの距離が r から $r + dr$ の成長点の集合を $U_s(r)$ と書き、その元の数 $M_s(r)$ と書くことにする。そのとき、 $D_{ave}(r)$ を以下のように定義する。

$$D_{ave}(r) = \frac{1}{M_s(r)} \sum_{j \in U_s(r)} D_j(0) \quad (100)$$

この量は、成長起点から距離 r の球面上における、フェルミ・エネルギー上の局所状態密度の平均値である。この計算では $dr = 1$ を用いている。

第29図に、 $\alpha_2 = 2$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。第30図に、 $\alpha_2 = 1$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。第31図に、 $\alpha_2 = 0.6$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4$ とした場合の $M_s(r)$ を示す。また、第32図に、 $\alpha_2 = 2$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。第33図に、 $\alpha_2 = 1$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。第34図に、 $\alpha_2 = 0.6$ として $\alpha_1 = 0, 0.2, 0.4$ とした場合の $D_{ave}(r)$ を示す。

第32図、第33図および第34図より、 r が小さい領域、つまりソマティック・フラクタルの領域では $D_{ave}(r)$ が有限の値をとり、金属的に振る舞うことが分かる。 r の増加に伴って、 $D_{ave}(r)$ は減少し、ゼロへと漸近する。つまり、モット絶縁体化が起こる。十分な状態密度の変化が得られるためには、内部として $\alpha_1 < 0.4$ 程度、外部として $\alpha_2 > 1$ 程度が必要であり、フラクタル次元としては、内

部で $D_f > 2.7$ 、外部で $D_f < 2.3$ 程度が必要とされる。

第 6 の実施形態

この第 6 の実施形態においては、星状フラクタル構造体による磁化曲線制御に好適なフラクタル次元について説明する。

5 (1) 星状フラクタル構造体の形成

この第 6 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第 1 の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) に関して成長の数値実験を行っ
10 た。

(2) 星状フラクタル構造体での強磁性転移

(1) で定義された星状フラクタル構造体上に、強磁性体を記述するスピン系を定義する。 T_n の元である格子点

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (101)$$

15 を考える。ただし、 $p = 0, 1, 2, \dots, n$ である。格子点

$\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン系を考える。

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (102)$$

20 \mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (103)$$

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間のみでスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、
25 平衡系の統計力学を導入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

$$Z = \sum_{\{S_p\}} e^{-H/T} \quad (104)$$

ただし、和の記号内の $\{S_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

5

$$M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^n \langle S_p \rangle \quad (105)$$

ただし、期待値 $\langle S_p \rangle$ は

10

$$\langle S_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{S_p\}} S_p e^{-H/T} \quad (106)$$

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に \mathbf{M} はスピン空間におけるベクトル量であるが、その絶対値 $M = |\mathbf{M}|$ を計算する。

ここではイジング・モデルを考える。イジング・モデルでは、

15

$$S_p = 1 \text{ or } -1 \quad (107)$$

の二状態のみが有り得る。さて、このイジング・モデルに平均場近似を導入しよう。p 番目のサイトの自発磁化を μ_p と書く。この系ではサイトごとに分子場が異なるので、それを $\bar{\mu}_p$ と書くことにする。平均場近似の仮定として、分子場が最近接サイトの自発磁化で

20

$$\bar{\mu}_p = \sum_q J_{p,q} \mu_q \quad (108)$$

と書けるものを採用する。この仮定により、上記ハミルトニアンは

$$H_{MF} = - \sum_{p=0}^n \bar{\mu}_p \sigma_p, \quad (109)$$

25

と単純化される。この単純化されたハミルトニアンによる分配関数を

用いて得られる自発磁化が μ_p となるようなセルフコンシステント方程式を導くと

$$\mu_p = \tanh(\beta \bar{\mu}_p) \quad (110)$$

が得られ、この方程式を数値的に解くことで、系の自発磁化

5

$$M_{\text{Ising}} = \frac{1}{n+1} \sum_{j=0}^n \mu_j \quad (111)$$

を求める。

第 3 5 図に、 $\alpha_1 = 0$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発磁化
 10 を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0$ とは、 $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 0.6$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第 3 6 図に、 $\alpha_1 = 0.2$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発
 15 磁化を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0.2$ とは、 $\alpha = 0.2$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 1$ 程度で好適な自発磁
 20 化が得られている。

第 3 7 図に、 $\alpha_1 = 0.4$ と固定し、 α_2 を変化させた場合の自発
 磁化を示す。ここで、 $\alpha_2 = 0.4$ とは、 $\alpha = 0.4$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発
 25 磁化と比べ、 α_2 の増加に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_2 \geq 1$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第38図に、 $\alpha_2 = 2$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 2$ とは、 $\alpha = 2$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.4$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第39図に、 $\alpha_2 = 1$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 1$ とは、 $\alpha = 1$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.2$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

第40図に、 $\alpha_2 = 0.6$ と固定し、 α_1 を変化させた場合の自発磁化を示す。ここで、 $\alpha_1 = 0.6$ とは、 $\alpha = 0.6$ の単純フラクタルと同様の構造における自発磁化の場合である。その構造上での自発磁化と比べ、 α_2 の減少に伴い、星状フラクタル構造体特有の折れた自発磁化へと変化している。この場合、 $\alpha_1 \leq 0.2$ 程度で好適な自発磁化が得られている。

以上を総合すると、星状フラクタル構造体の内部のソマティック領域のフラクタル次元として $D_f > 2.7$ 程度、または外部のデンドリティック領域のフラクタル次元として $D_f < 2.3$ 程度の条件を満たすとき、星状フラクタル構造体における磁化曲線は特徴的な振る舞いを示し、好適な制御を行うことができる。

第7の実施形態

25 (1) 星状フラクタル構造体の形成

この第7の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法は、第

1の実施形態による星状フラクタル構造体の形成方法と同様であるが、成長条件としては、 $\tau_1 = 5000$ 、 $\tau_2 = 10000$ を固定し、 $\alpha_1 < \alpha_2$ を満たす様々な (α_1, α_2) の組み合わせ、特に α_1, α_2 として、0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2を用いて成長の数値実験を行った。

(2) 星状フラクタル構造体上の電子系

第3の実施形態の式(44)～(59)に示したものと同様な方法により、(1)で定義された星状フラクタル構造体上に一粒子の量子系を定義する。

ここで解析する星状フラクタル構造体は、 $n = 10000$ の成長実験により得られたものであるので、この量子系には $n+1 = 10001$ 個の固有状態がある。この中で、基底状態から501番目より2001番目までの、1501状態に関するエネルギー固有値をもとに、以下の量子準位統計量を計算した。第41図および第42図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, x)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第41図では $P(s)$ を、第42図では Δ_3 統計量を示した。 $\alpha_2 = 0$ の場合、構造は $\alpha = 0$ の単純フラクタルと同一であり、フラクタル次元が3($D_f \sim 2.91$)に近いので、系は量子カオス系として振る舞う。このとき、量子準位統計はGOE分布のものとなっている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はGOE分布のものから離れて行き、Poisson分布へと近づいて行く。しかしながら、 $\alpha_2 = 2$ まで到達しても、まだPoisson分布からの違いは大きく残っている。

第43図に $(\alpha_1, \alpha_2) = (0.2, x)$ 、 $x = 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 $\alpha_2 = 0.2$ の場合、構造は $\alpha = 0.2$ の単純フラクタル

構造体と同一であり、ほぼ量子カオス系として振る舞っている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はGOE分布のものから離れて行き、Poisson 分布へと近づいて行く。第44図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0.4, x)$ 、 $x = 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 $\alpha_2 = 0.4$ の場合、構造は $\alpha = 0.4$ の単純フラクタル構造体と同一であり、すでに量子カオス系とは言えない程度にGOE分布のそれから離れてきている。 α_2 が増加して行くに従い、量子準位統計はGOE分布のものから離れて行き、Poisson 分布へと近づいて行くのは同様である。

第45図および第46図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 2)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ としたときの星状フラクタル構造体における量子準位統計を示す。第45図では $P(s)$ を、第46図では Δ_3 統計量を示した。 $\alpha_1 = 0$ の場合は、第41図および第42図の $\alpha_2 = 2$ と同一である。 $\alpha_1 = 2$ の場合、構造は $\alpha = 2$ の単純フラクタル構造体と同一であり、フラクタル次元が2 ($D_f \sim 2.16$) に近いので、系は可積分系として振る舞う。 α_1 の減少とともに量子準位統計はPoisson 分布のそれから離れて行き、GOE分布のそれへと近づいて行く。

第47図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 1)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。第48図に、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 0.6)$ 、 $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ としたときの星状フラクタル構造体における Δ_3 統計量を示す。 α_1 の減少とともに量子準位統計はPoisson 分布のそれから離れて行き、GOE分布のそれへと近づいて行く。

以上の制御性を定量的に評価するため、Berry-Robnikパラメータ ρ を利用する ((38)M. V. Berry and M. Robnik, J. Phys. A (Math. Gen.) 17, 2

413, (1984))。まず、 $\bar{\rho} = 1 - \rho$ としたとき、

$$P_2(s, \rho) = \rho^2 e^{-\rho s} \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi \bar{\rho}} s}{2}\right) + \left(2\rho \bar{\rho} + \frac{\pi \bar{\rho}^3 s}{2}\right) e^{-\rho s - \pi \bar{\rho}^2 s^2 / 4} \quad (112)$$

5 を導入する。ただし、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty d\tau e^{-\tau^2} \quad (113)$$

を用いた。この関数 $P_2(s, \rho)$ は、 $\rho = 1$ の時 Poisson 分布の $P(s)$ と一致し、 $\rho = 0$ の時 GOE 分布の $P(s)$ と一致する。つまり、 ρ を 0 から 1 へと変化させることで、量子カオス系から可積分系までの量子準位統計を内挿することができる。さて、Berry-Robnik パラメータとは、数値計算によって得られた $P(s)$ を、上記 $P_2(s, \rho)$ で最適に近似した場合の ρ の値である。準古典近似の範囲で ρ は、位相空間における正則領域（可積分系とそれから摂動展開可能な領域）の体積比である。

第 49 図に、星状フラクタル構造体における Berry-Robnik パラメータ ρ を示す。 $(\alpha_1, \alpha_2) = (x, 2)$ とは、 $\alpha_2 = 2$ を固定して α_1 を横軸にとって変化させた場合の Berry-Robnik パラメータであり、 $(\alpha_1, \alpha_2) = (0, x)$ とは、 $\alpha_1 = 0$ を固定して α_2 を横軸にとって変化させた場合の Berry-Robnik パラメータである。第 49 図から明らかなように、 (α_1, α_2) を所定の値に設定することで、量子カオス系から可積分系まで、幅広い量子系を実現することができることが分かった。

25 以上、この発明の実施形態につき具体的に説明したが、この発明は、上述の実施形態に限定されるものではなく、この発明の技術的思想に

基づく各種の変形が可能である。

- 以上説明したように、この発明によれば、フラクタル構造の成長条件を時間的に変化させることで、自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体を得ることができ、従来の単純なフラクタル性を越えた設計方法により材料の次元性を変調・制御することができる。そして、これらのフラクタル構造体において、複数の領域の体積の比率を調整することなどにより、このフラクタル構造体において発現する様々な相転移の性質を制御することができる。また、フラクタル次元の最適化により、制御性の向上を図ることができる。

請 求 の 範 囲

1. 自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有する

5 ことを特徴とするフラクタル構造体。

2. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現する相転移の性質が制御されている

 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

10 3. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、相互作用する電子系の電子間相関が制御されている

 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

15 4. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、強磁性相転移の磁化曲線が制御されている

 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

5. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、そのフラクタル構造体において発現するカオスの性質が制御されている

20 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

6. フラクタル構造体全体に占める上記複数の領域の体積の比率を調整することにより、電子状態における量子カオスが制御されている

 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

25 7. 電子状態における量子カオスが磁性不純物添加により制御されている

 ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

8. 上記電子状態における量子カオスが磁性不純物添加により制御されている

ことを特徴とする請求の範囲 6 記載のフラクタル構造体。

9. 第 1 のフラクタル次元を有する核となる第 1 の領域と、

5 上記第 1 の領域の周辺の第 2 のフラクタル次元を有する一つまたは複数の第 2 の領域とを有し、

上記第 2 のフラクタル次元は上記第 1 のフラクタル次元より低い

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

10 10. 上記第 1 の領域および上記第 2 の領域が全体として星状の形状を有する

ことを特徴とする請求の範囲 1 記載のフラクタル構造体。

11. 上記第 1 のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第 2 のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲 9 記載のフラクタル構造体。

15 12. 上記第 1 のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第 2 のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲 9 記載のフラクタル構造体。

13. 上記第 1 のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第 2 のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

20 ことを特徴とする請求の範囲 9 記載のフラクタル構造体。

14. 自己相似性を特徴付けるフラクタル次元が互いに異なる複数の領域を有するフラクタル構造体の形成方法であって、

一つまたは複数の起点からフラクタル構造の成長を行い、その成長過程において、異なるフラクタル次元が得られるように成長条件を時間的に変化させるようにした

25 ことを特徴とするフラクタル構造体の形成方法。

15. 成長を開始した時刻から第1の時刻までは第1のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行い、上記第1の時刻から第2の時刻までは第1のフラクタル次元より低い第2のフラクタル次元が得られるような成長条件を用いて成長を行うようにした

5 ことを特徴とする請求の範囲1~4記載のフラクタル構造体の形成方法。

16. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $D_{f1} > 2.7$ かつ $D_{f2} < 2.3$ である

10 ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

17. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.7 < D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

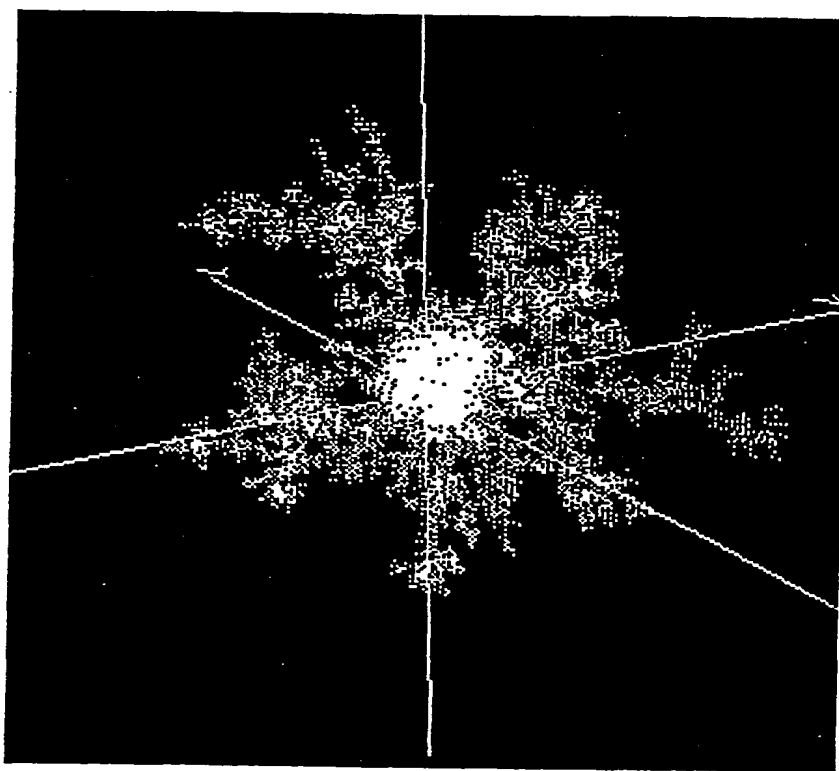
ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

15 18. 上記第1のフラクタル次元を D_{f1} 、上記第2のフラクタル次元を D_{f2} としたとき、 $2.9 \leq D_{f1} \leq 3$ かつ $1 \leq D_{f2} < 2.3$ である

ことを特徴とする請求の範囲15記載のフラクタル構造体の形成方法。

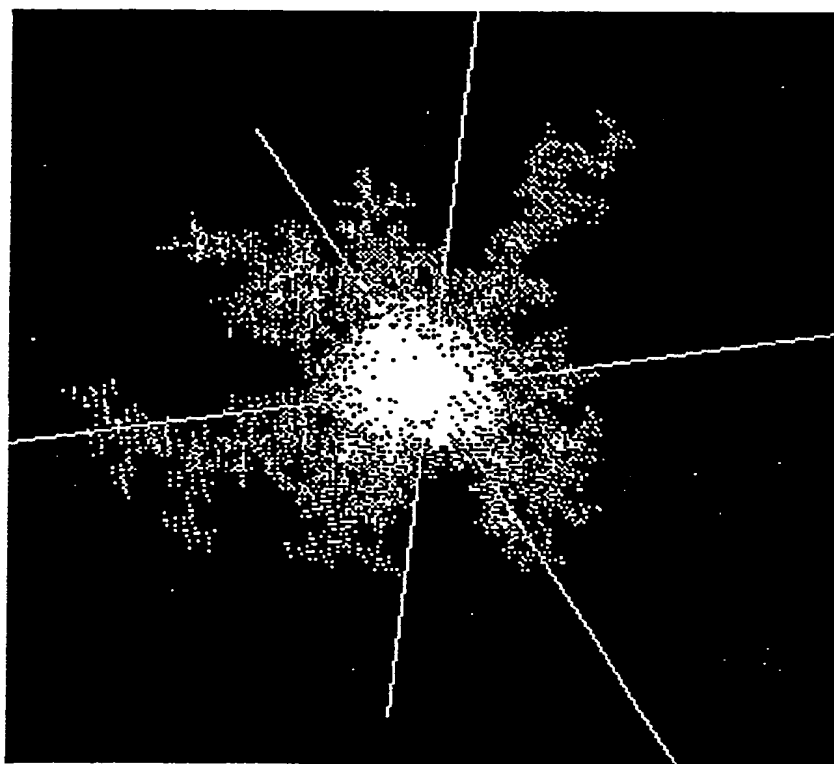
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 図



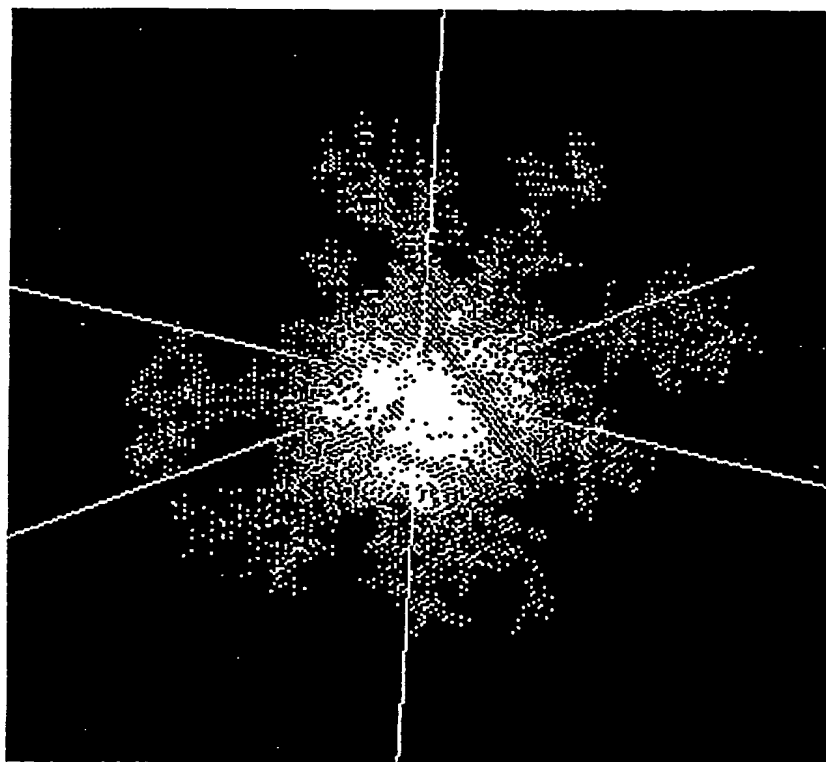
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 図



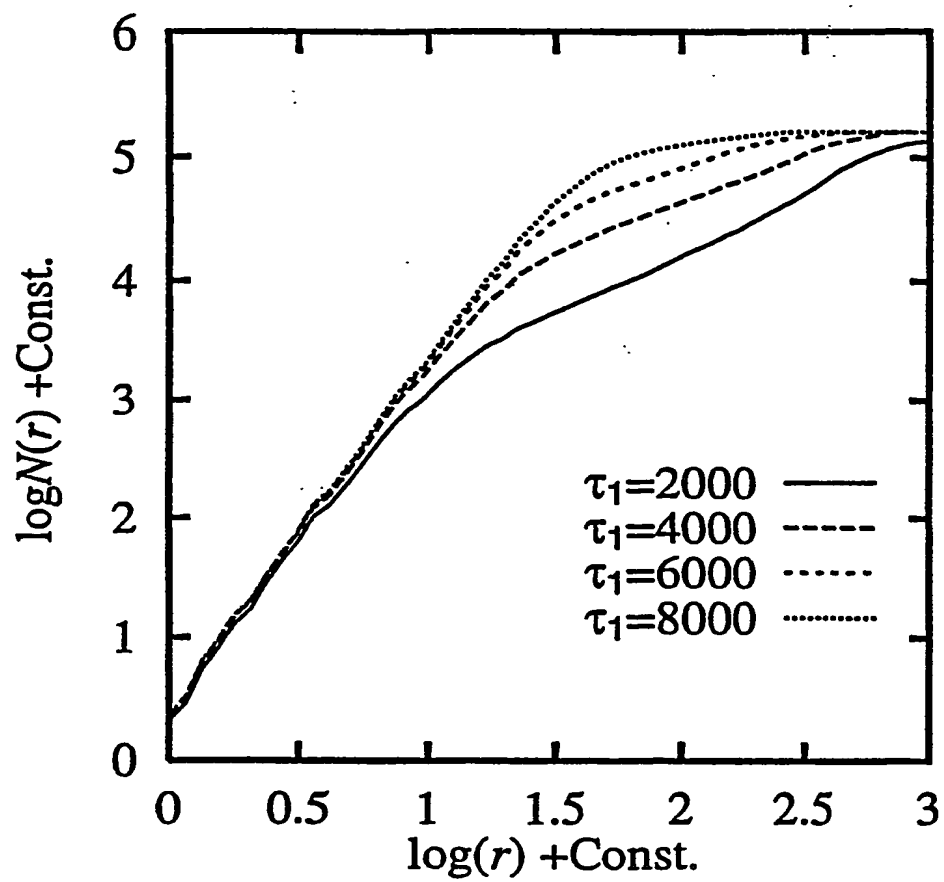
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 図



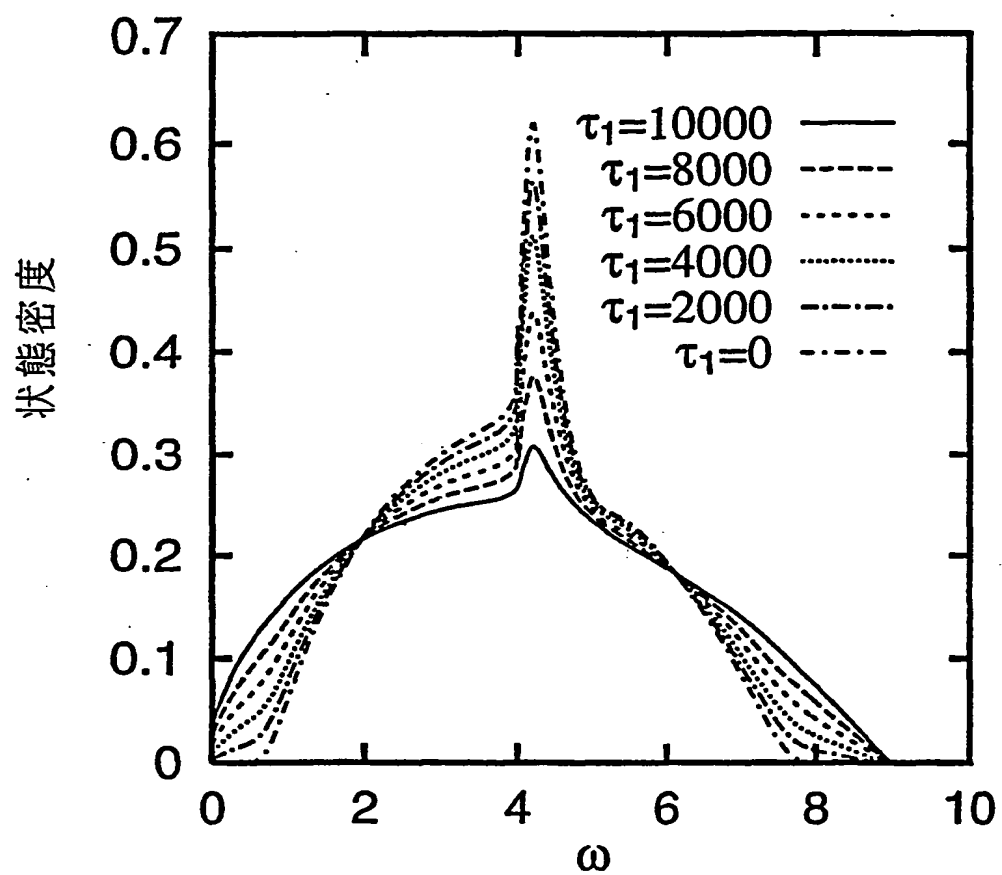
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 図



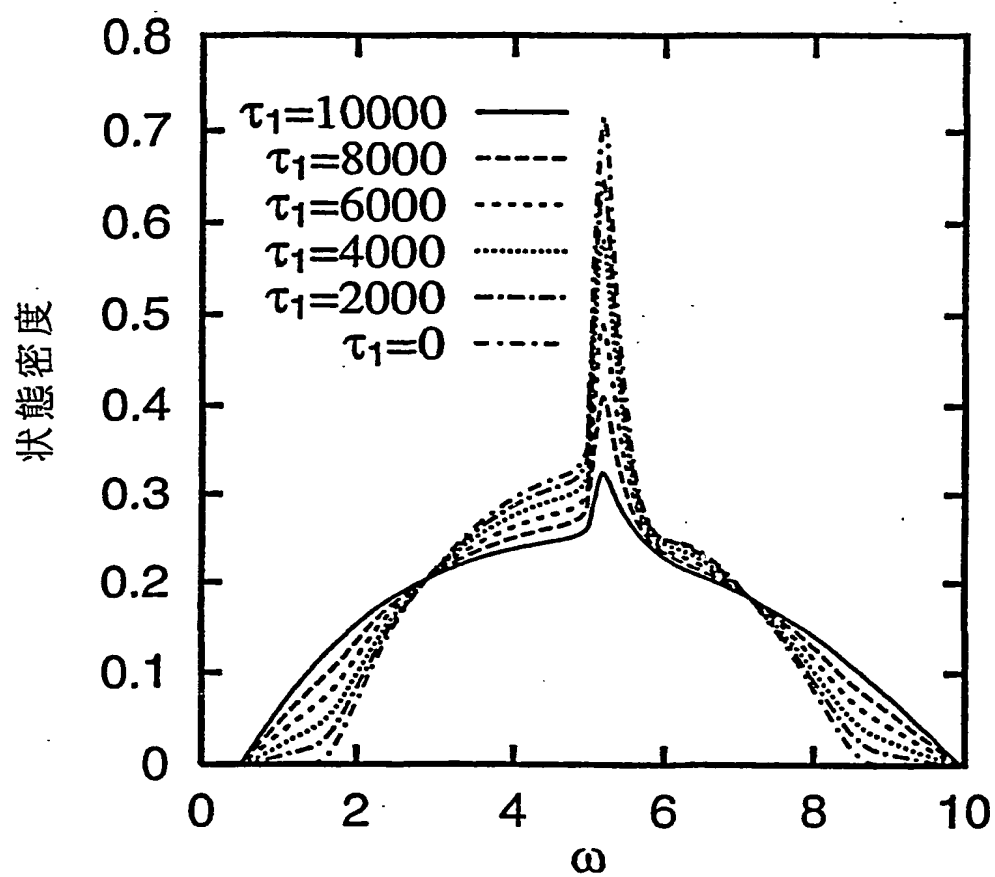
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 5 図



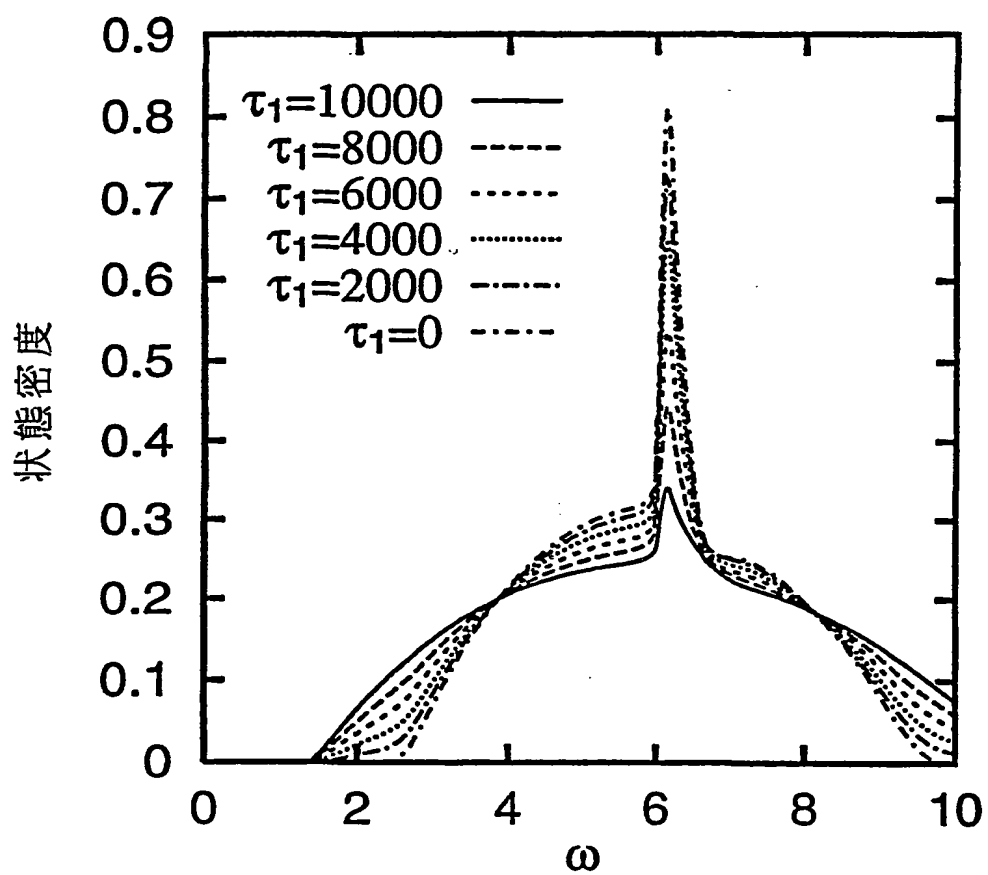
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 6 図



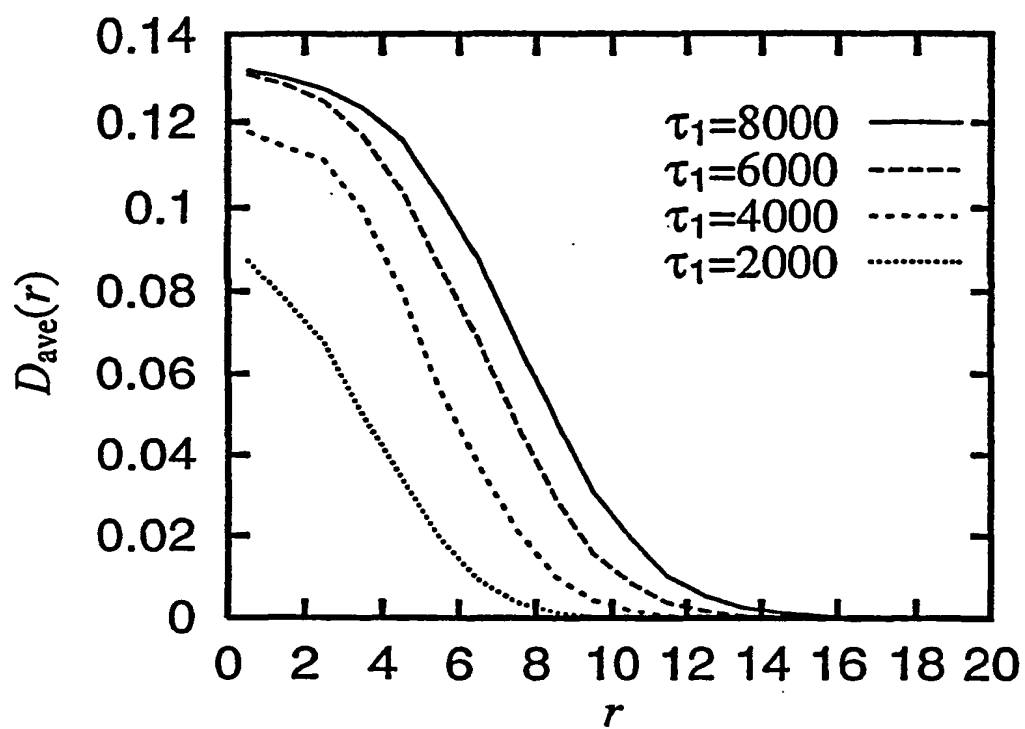
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第7図



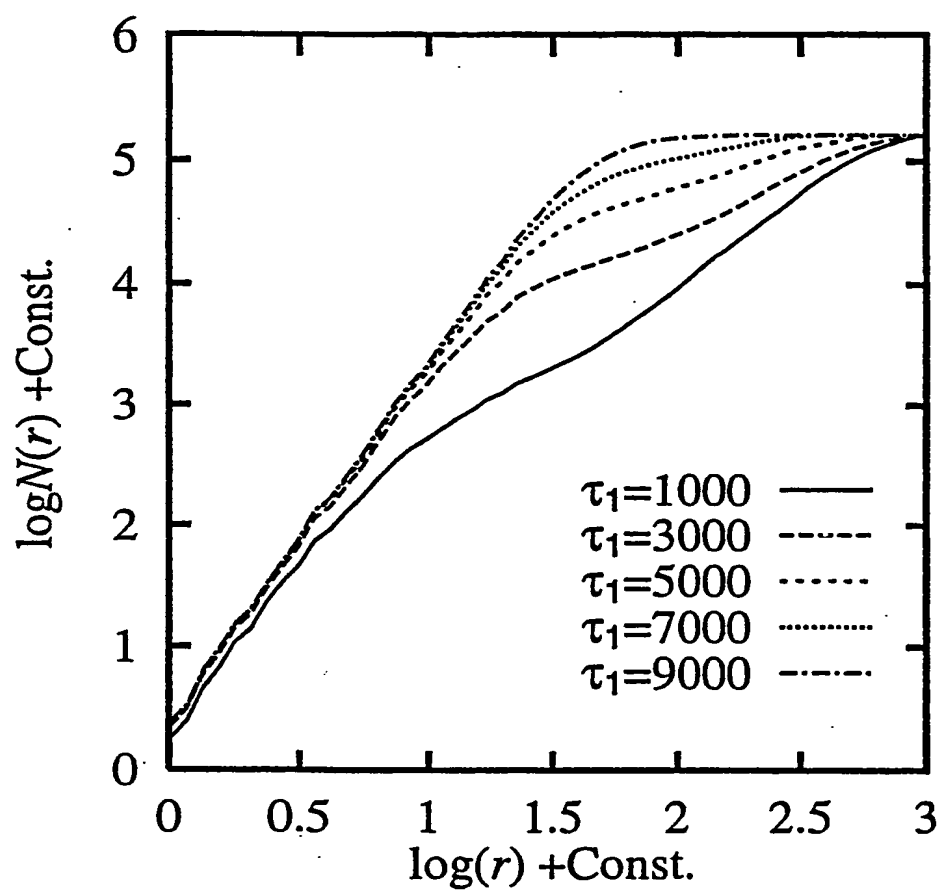
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 8 図



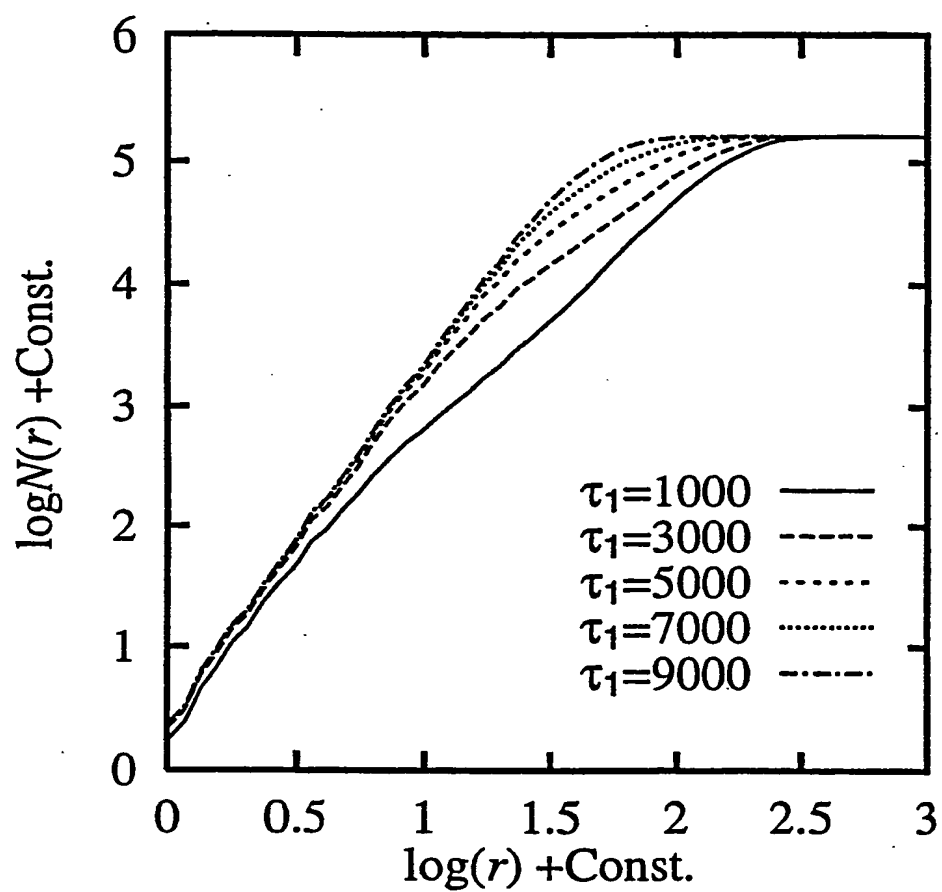
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第9図



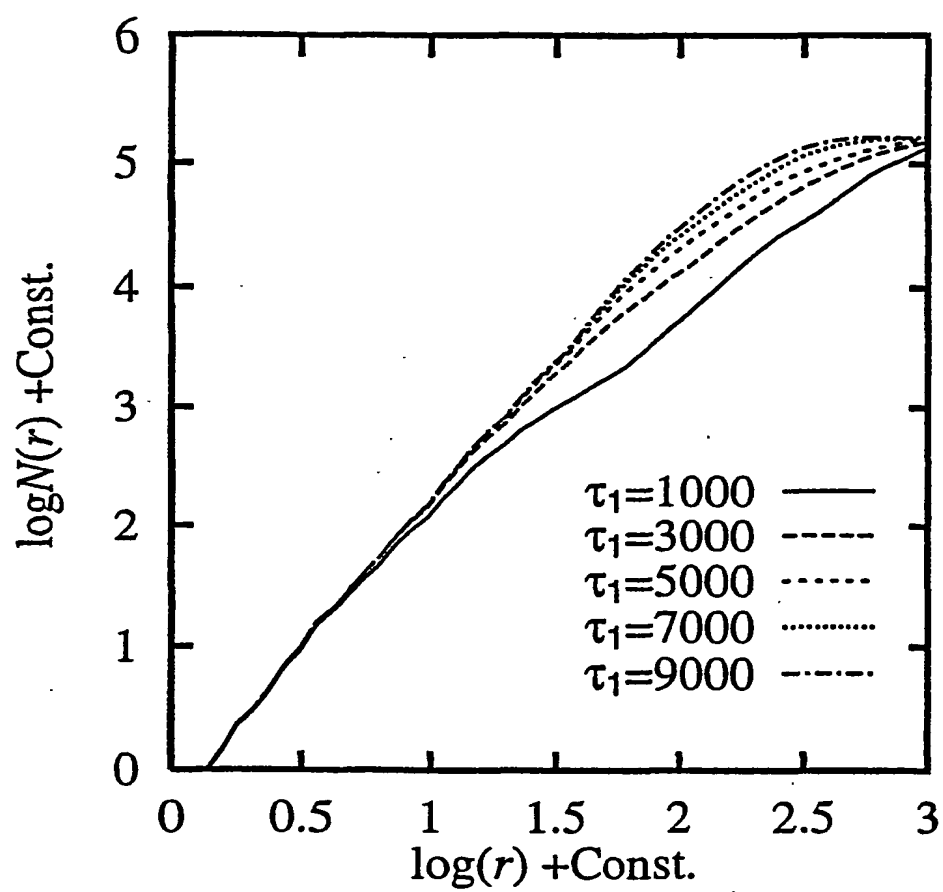
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 0 図



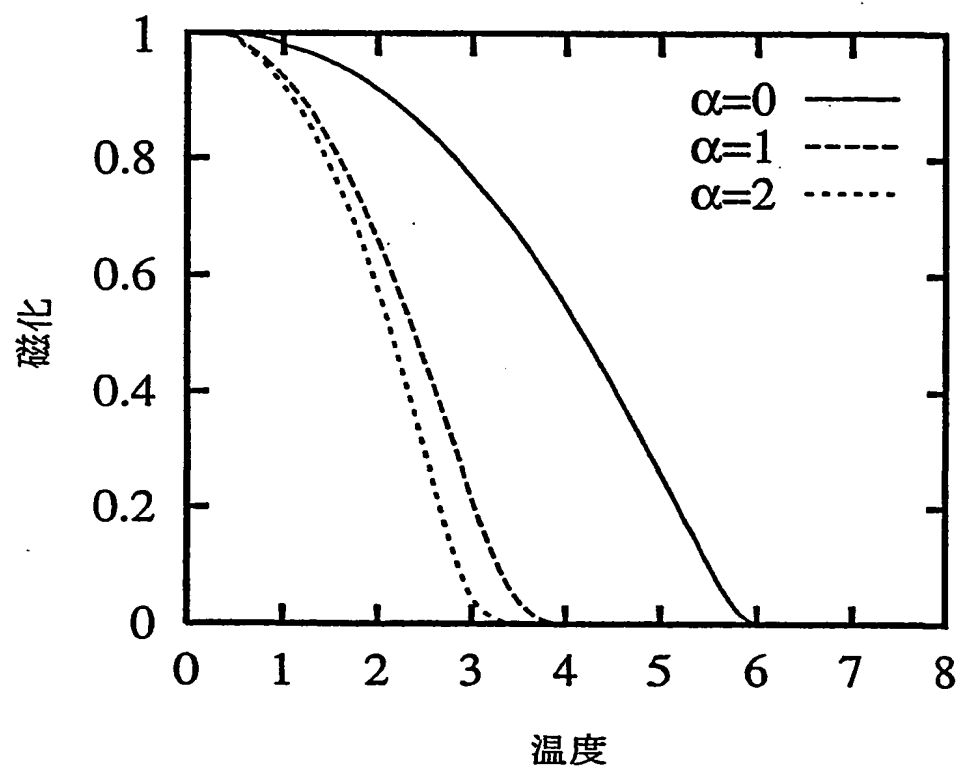
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 1 図



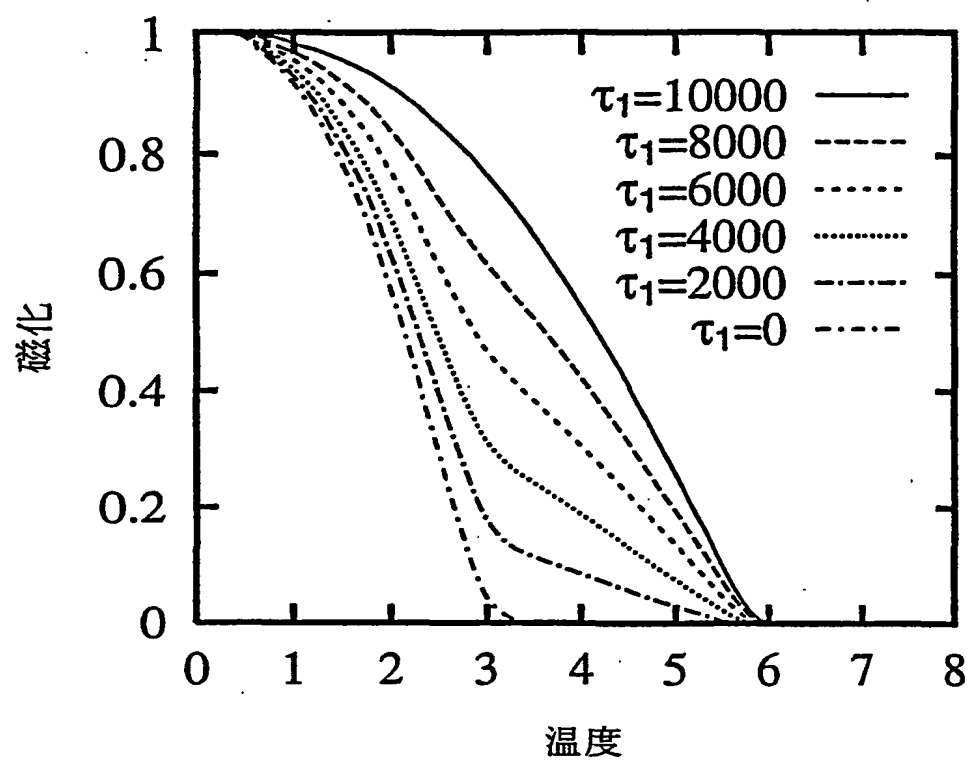
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 2 図



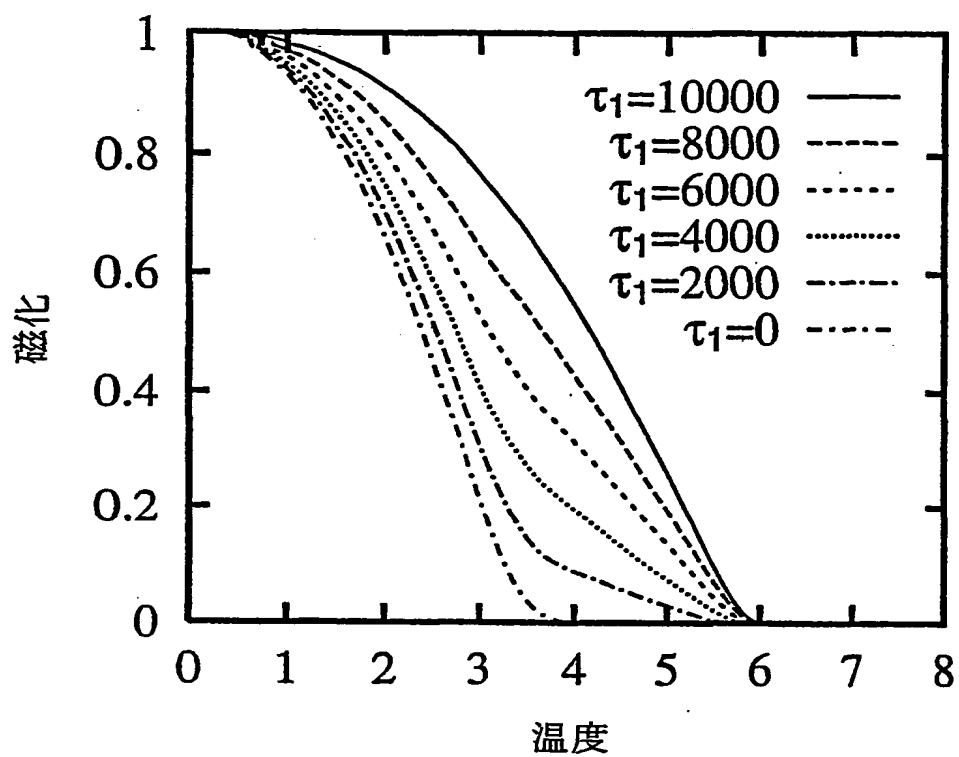
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 3 図



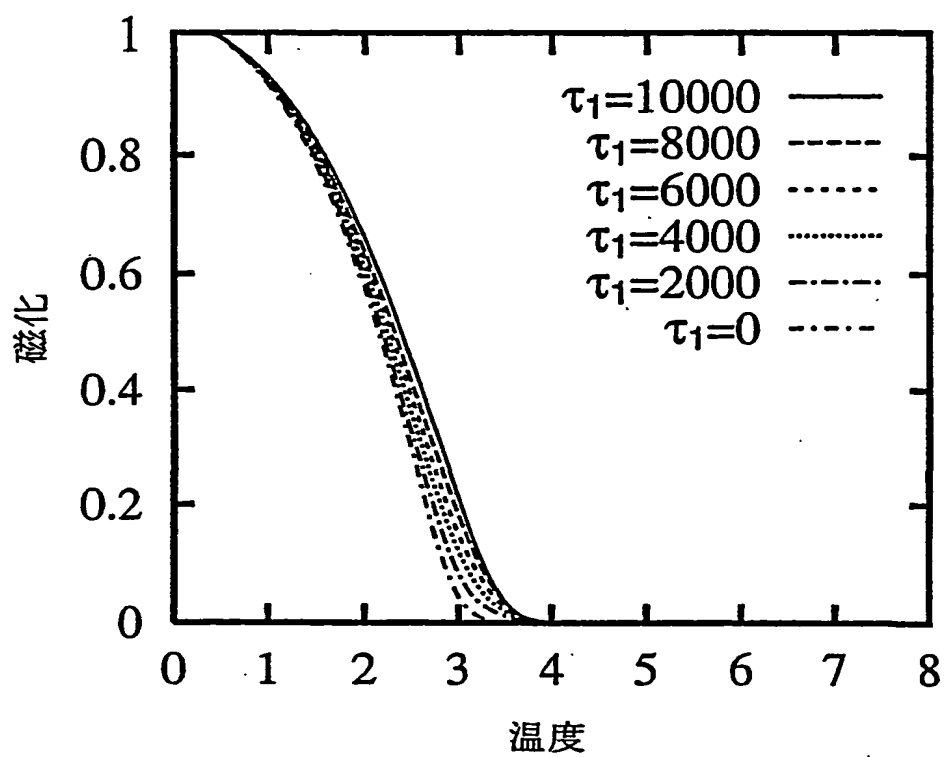
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 4 図



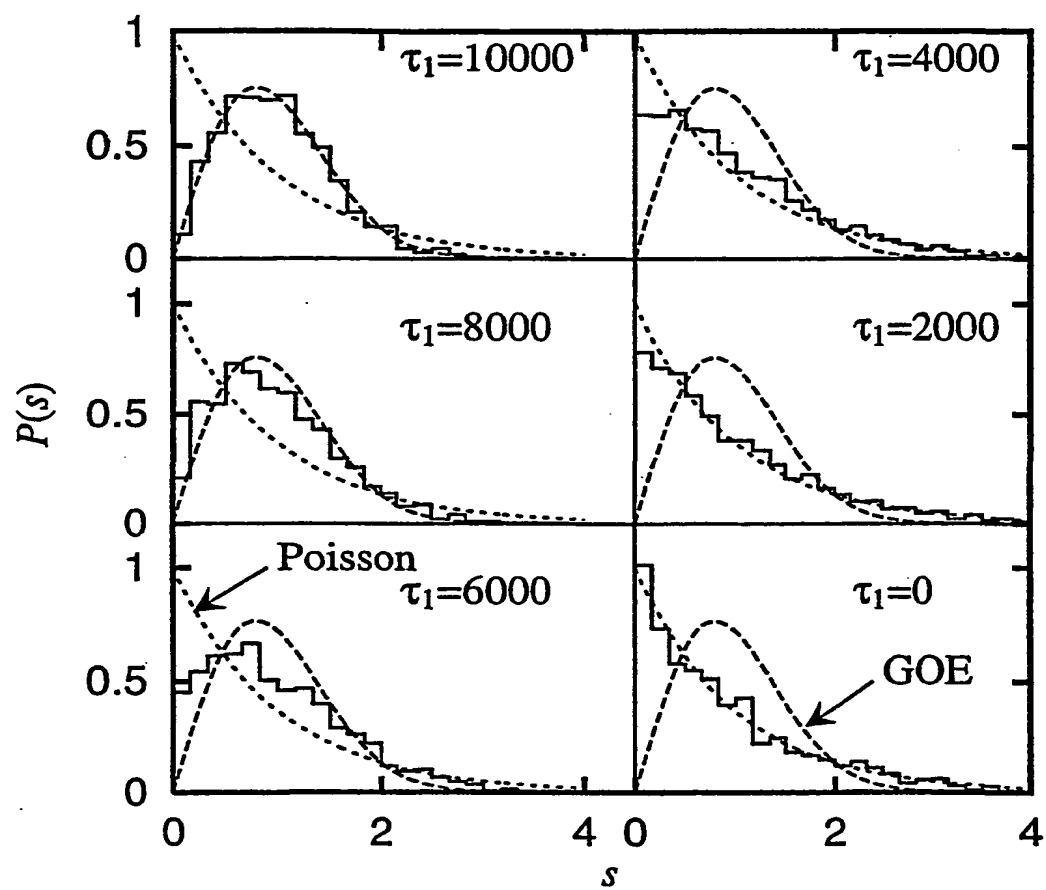
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 5 図



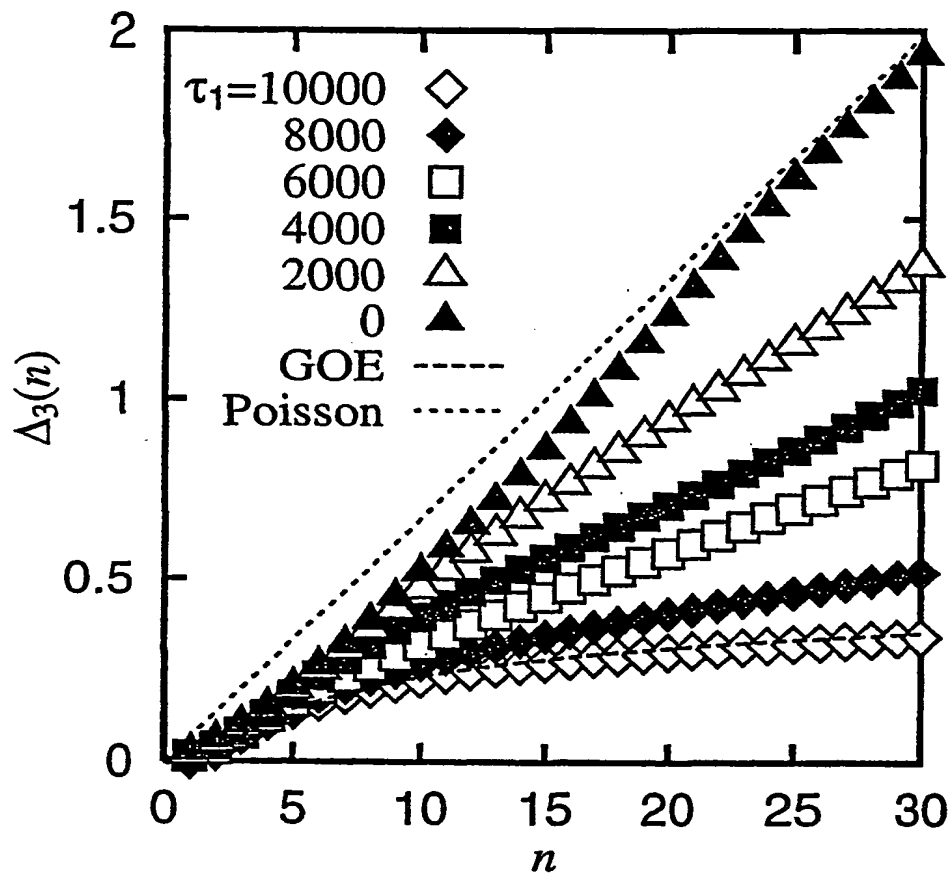
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 6 図



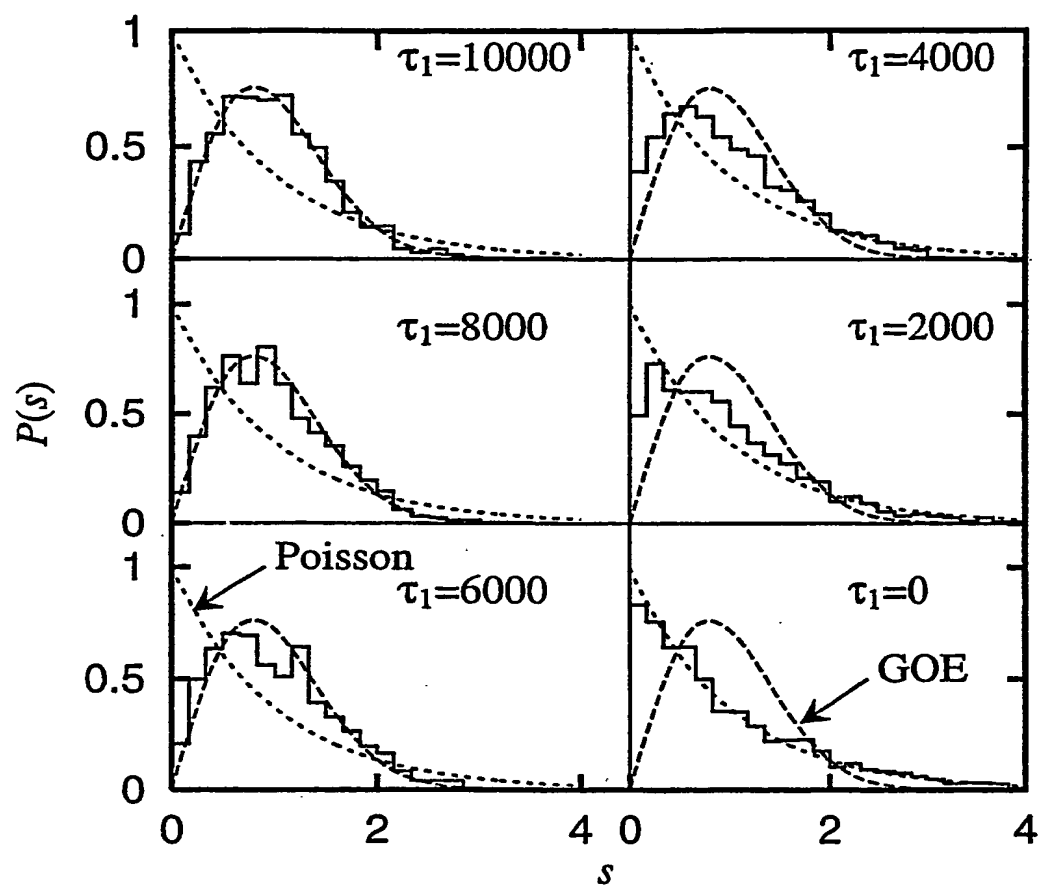
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 7 図



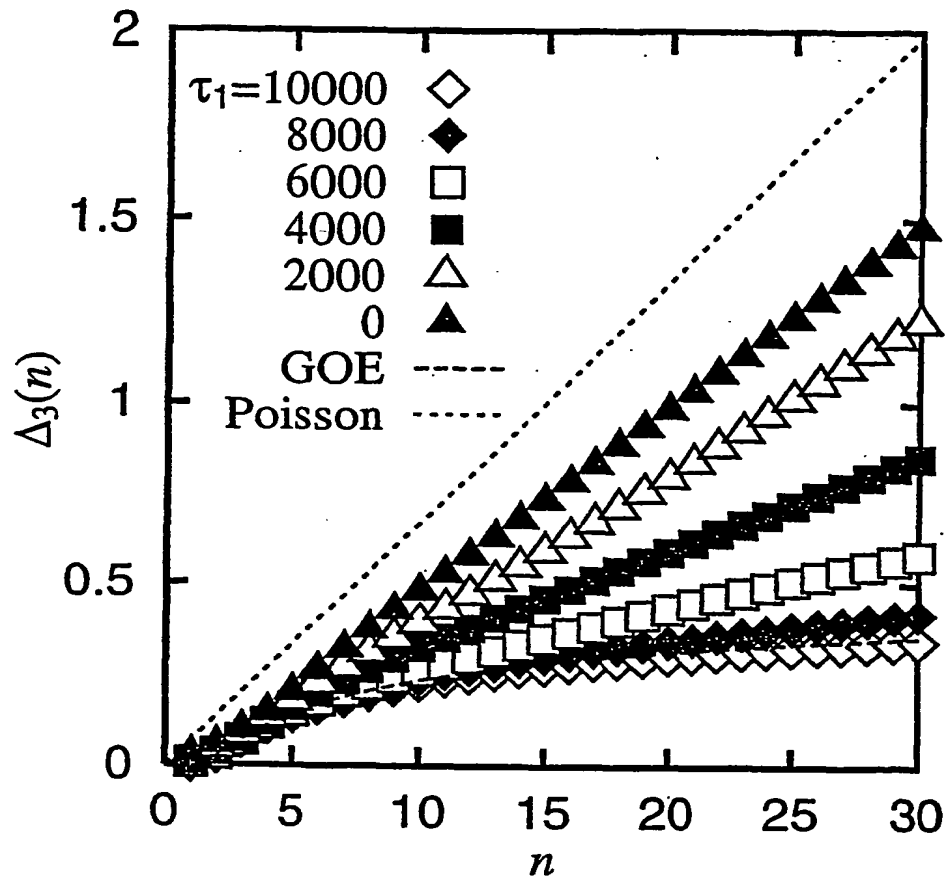
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 18 図



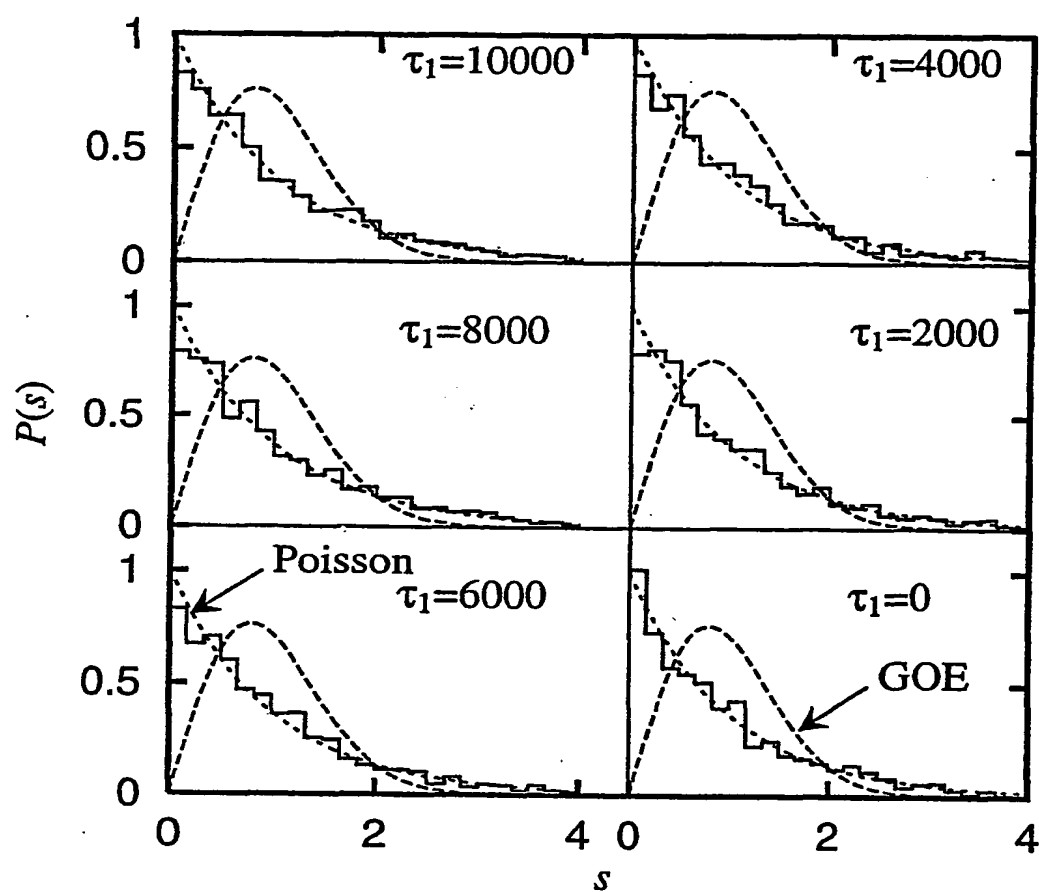
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 1 9 図



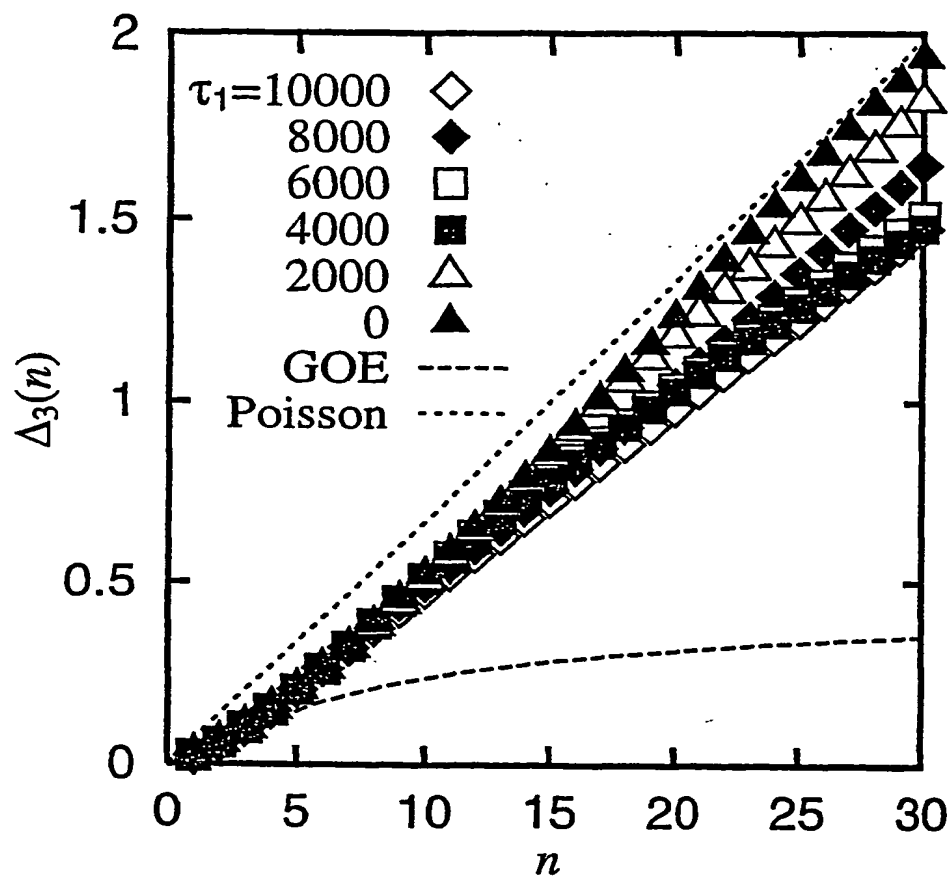
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 0 図



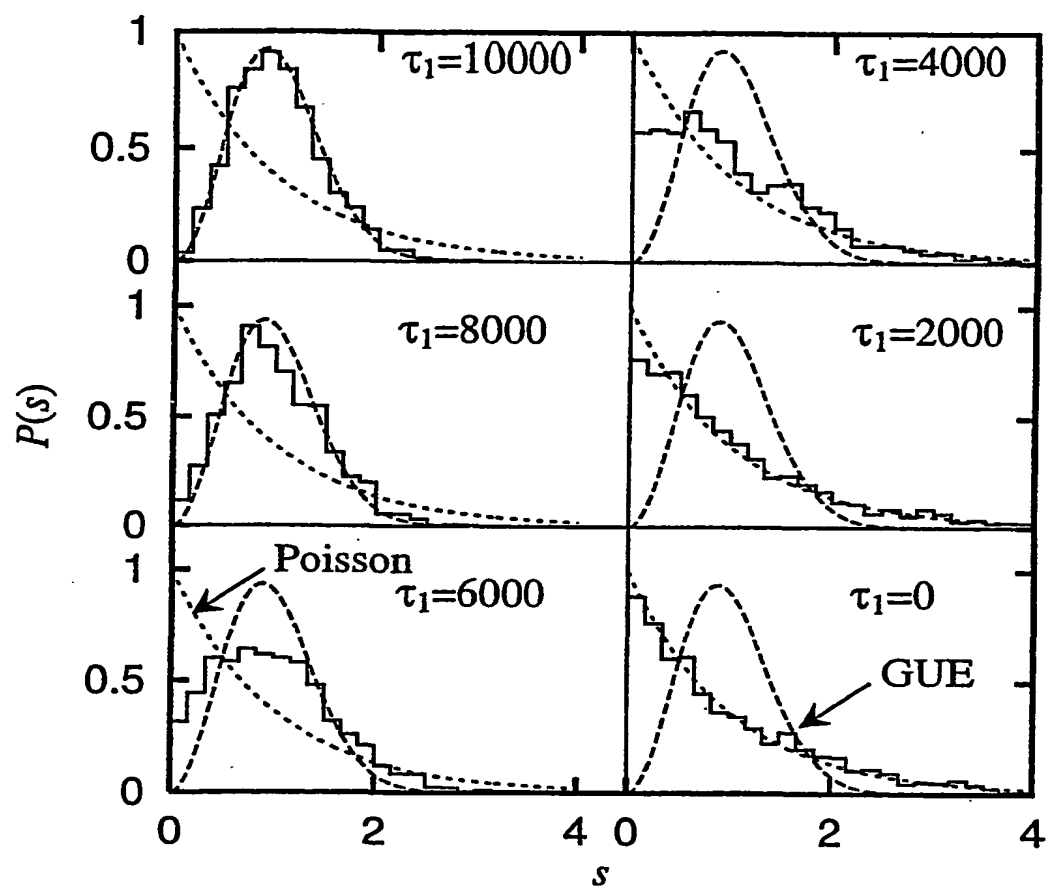
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 1 図



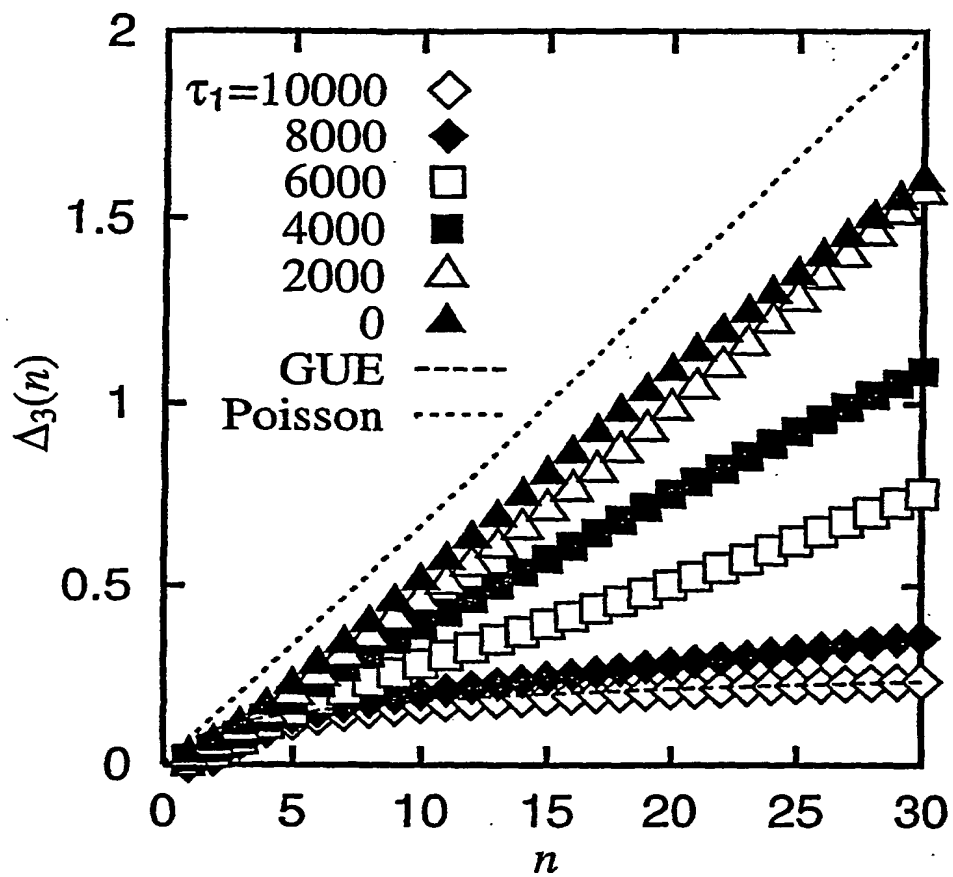
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 2 図



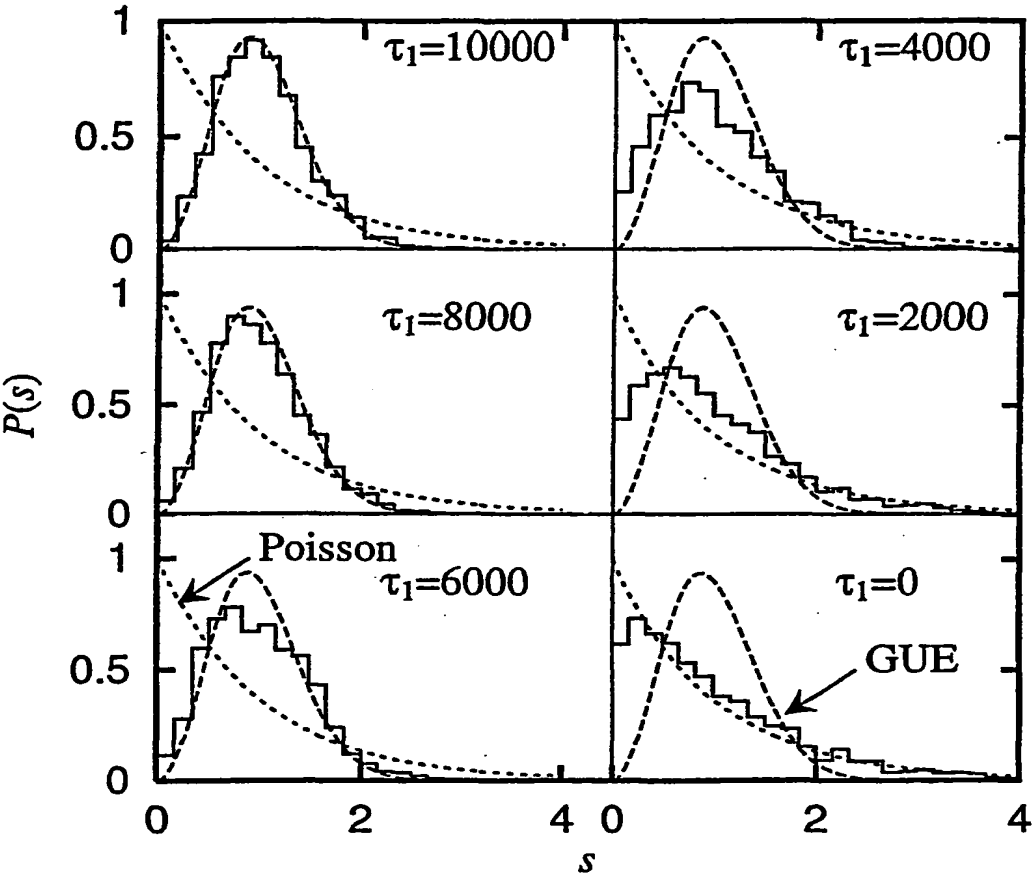
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 3 図



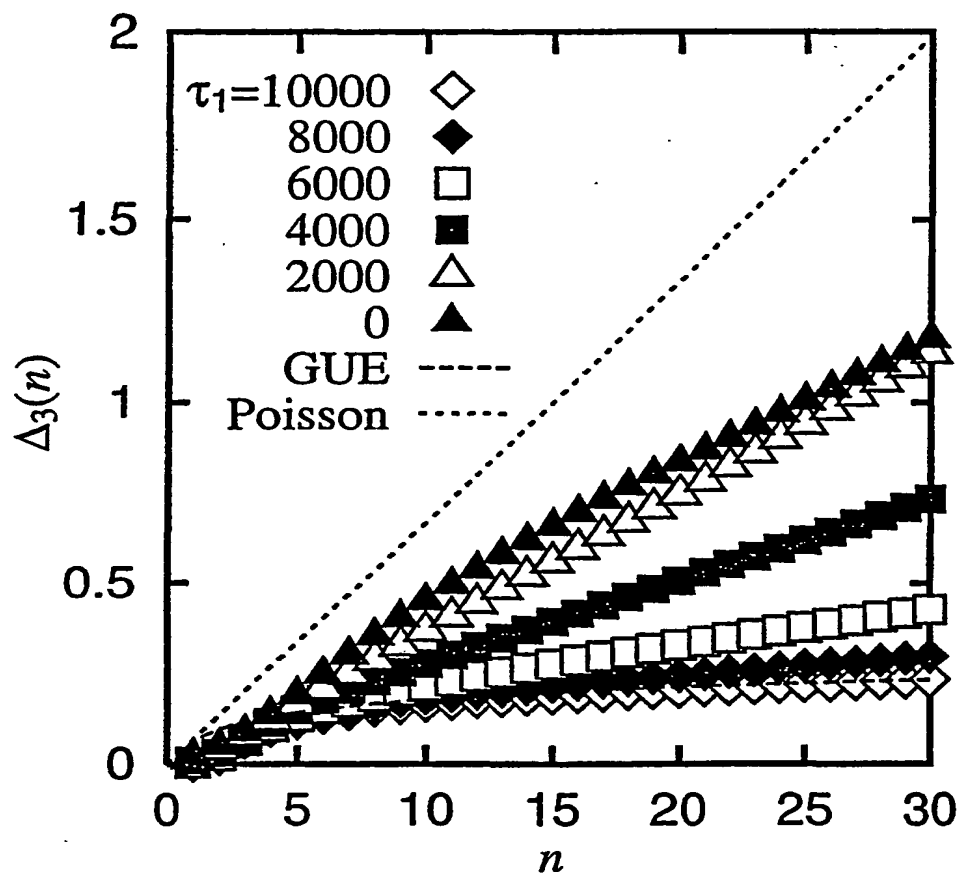
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 4 図



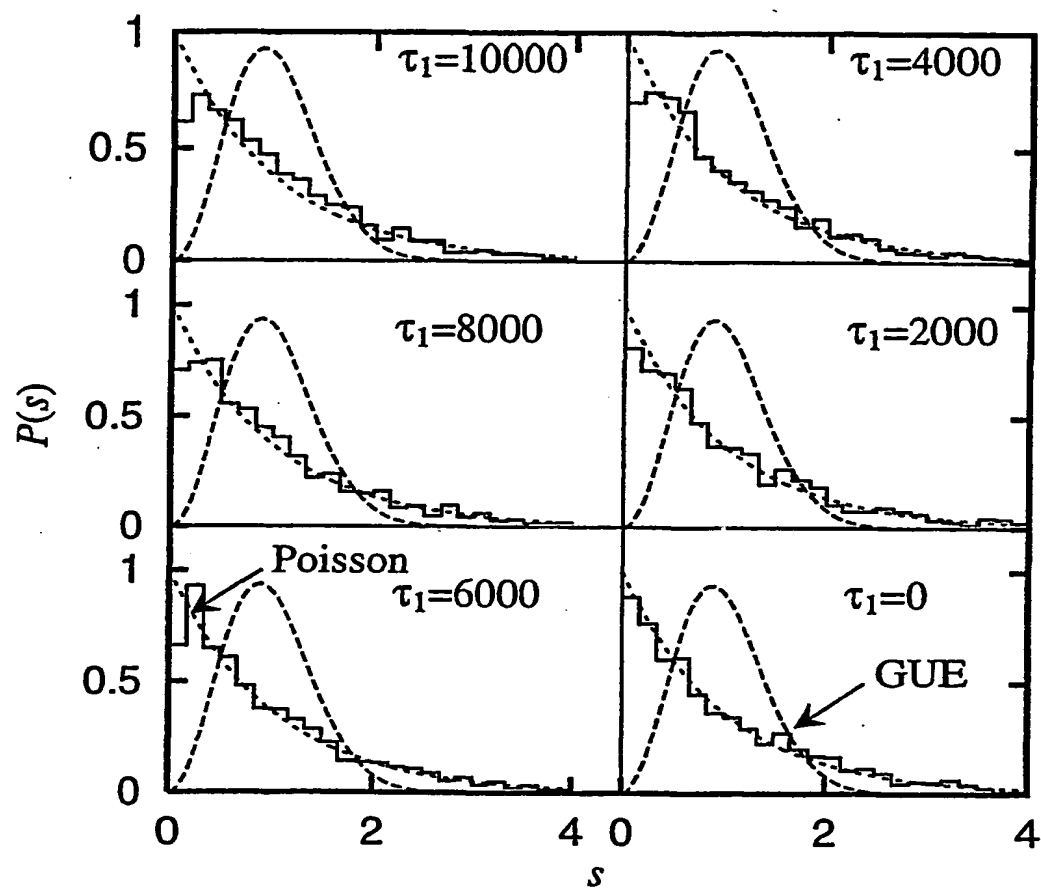
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 5 図



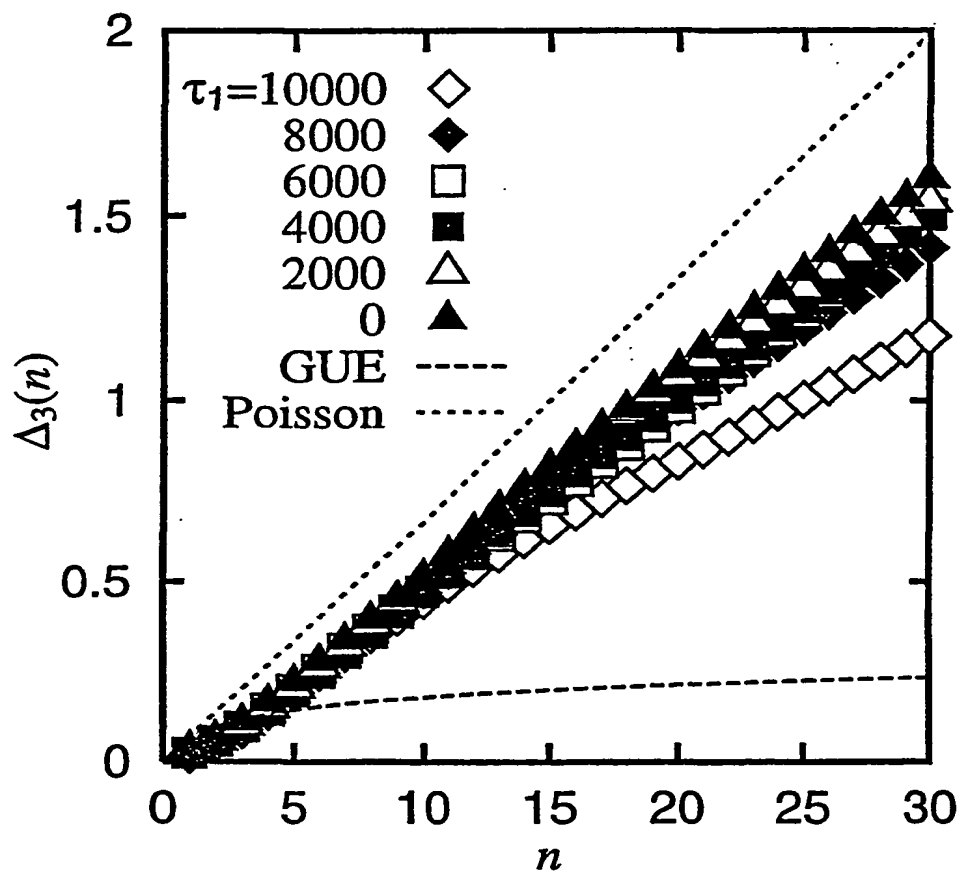
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 6 図



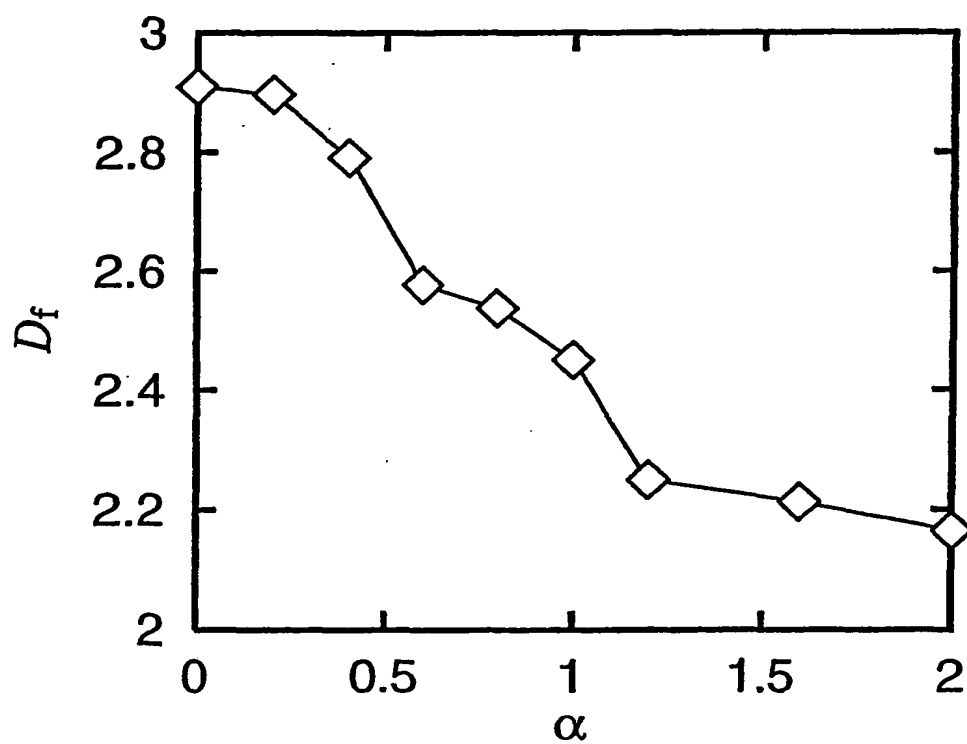
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 7 図



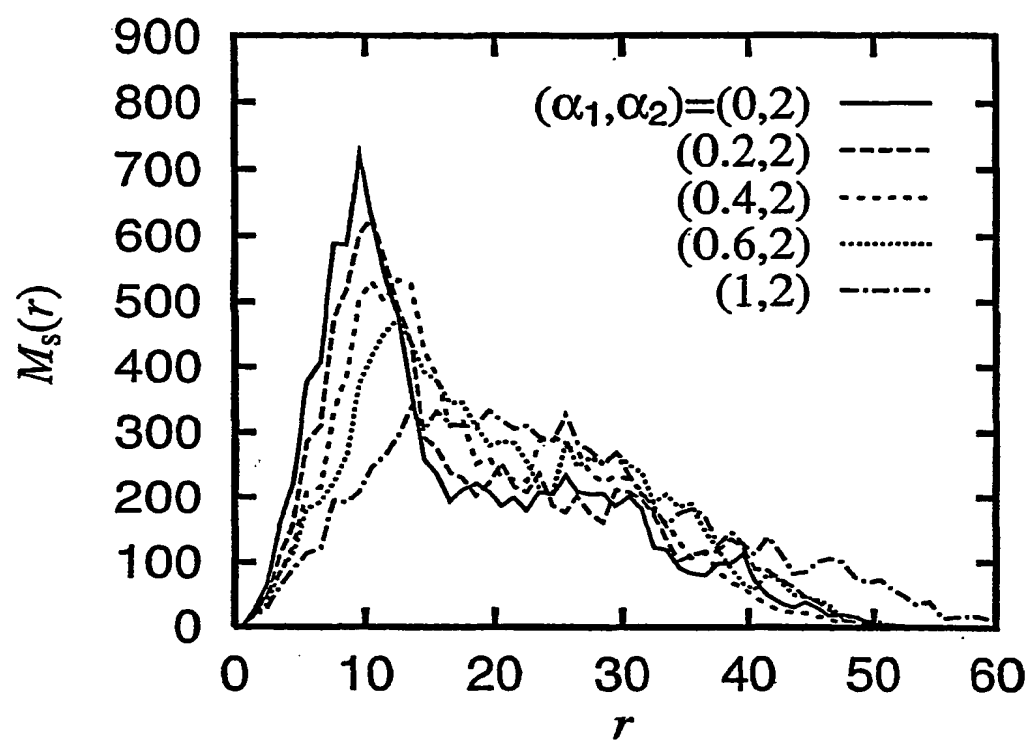
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 8 図



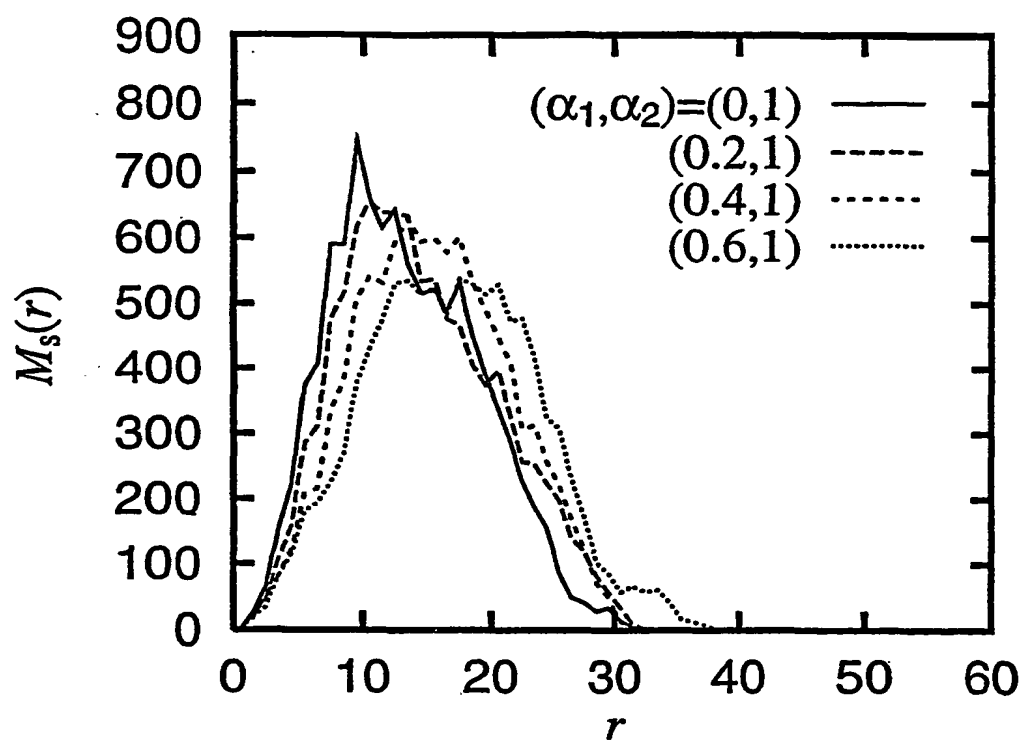
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 2 9 図



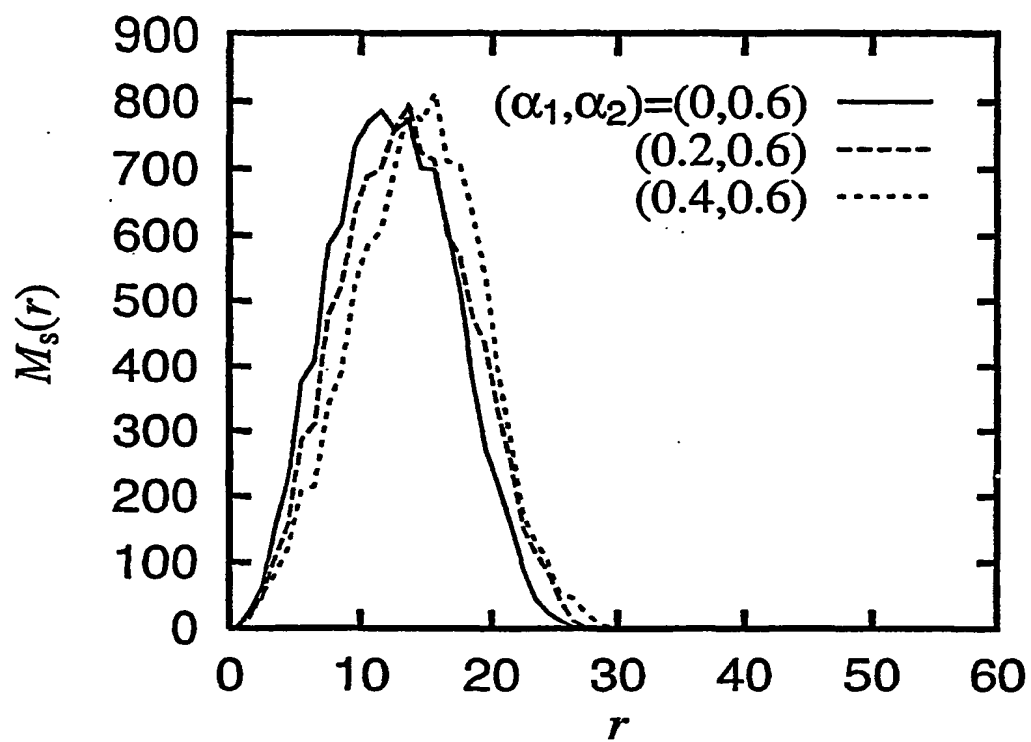
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 0 図



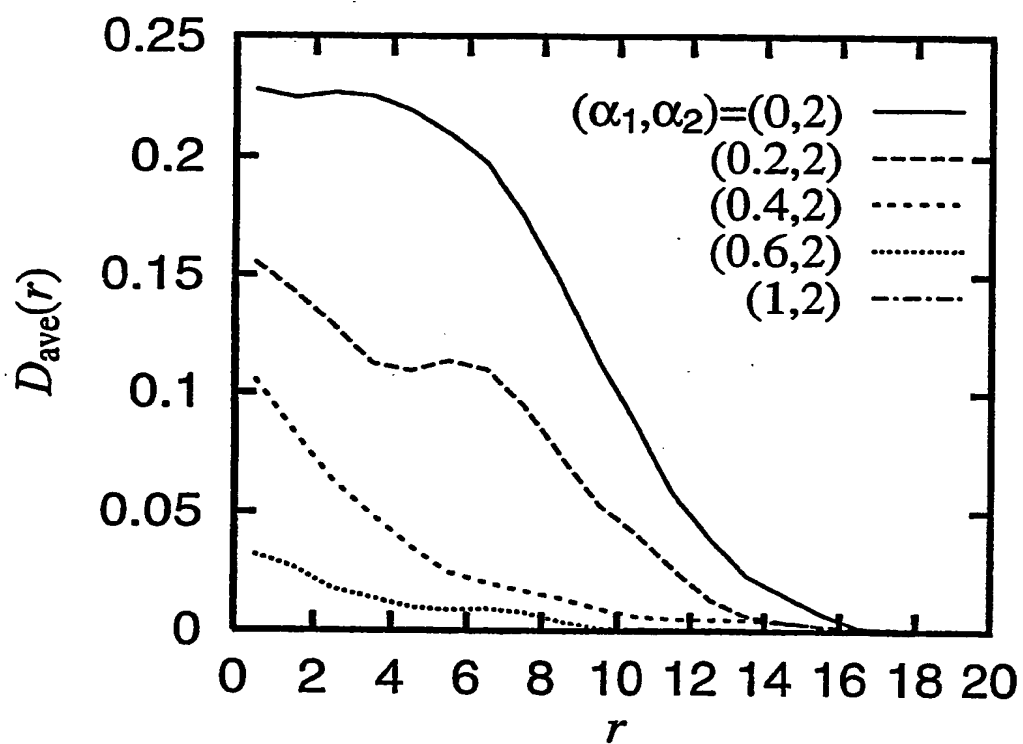
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 1 図



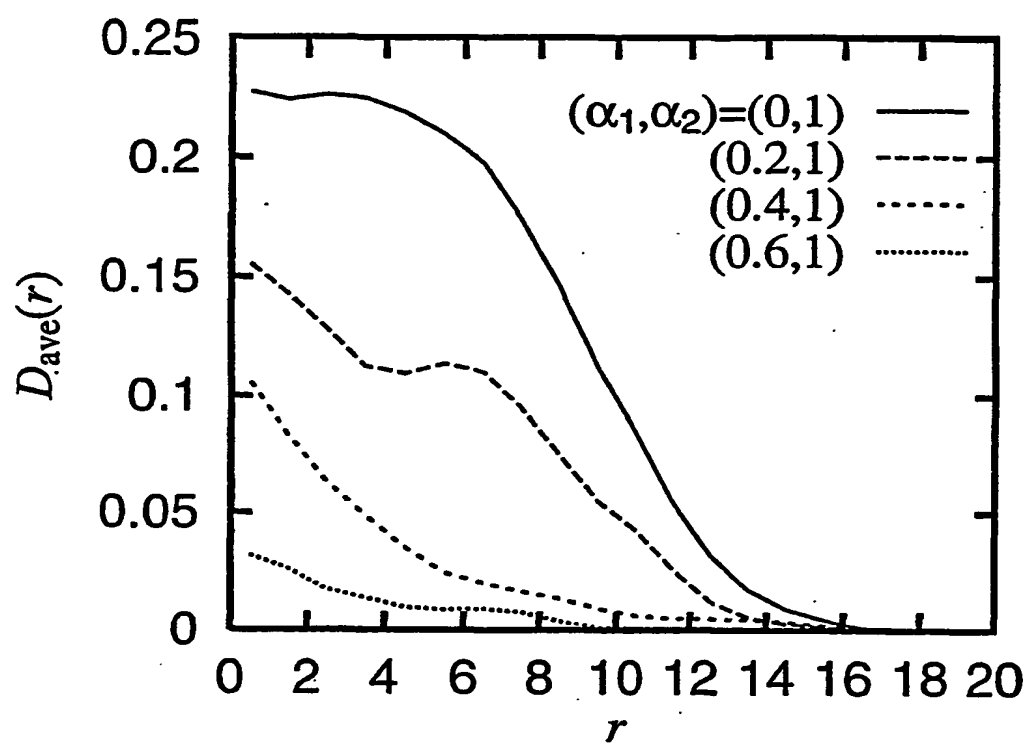
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 2 図



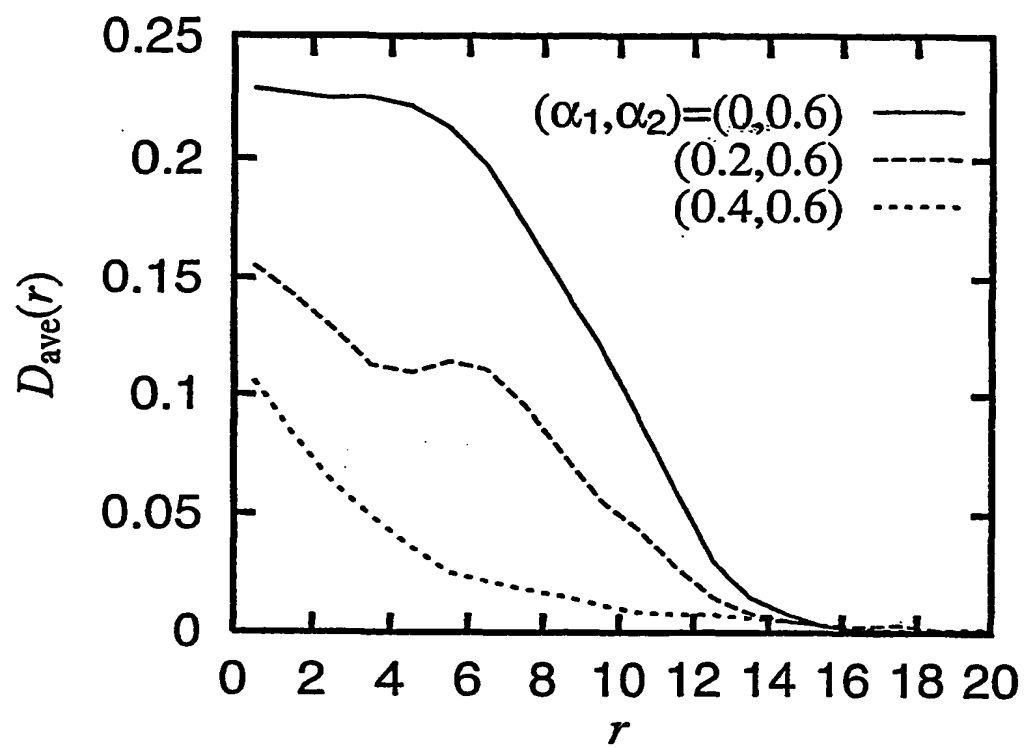
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 3 図



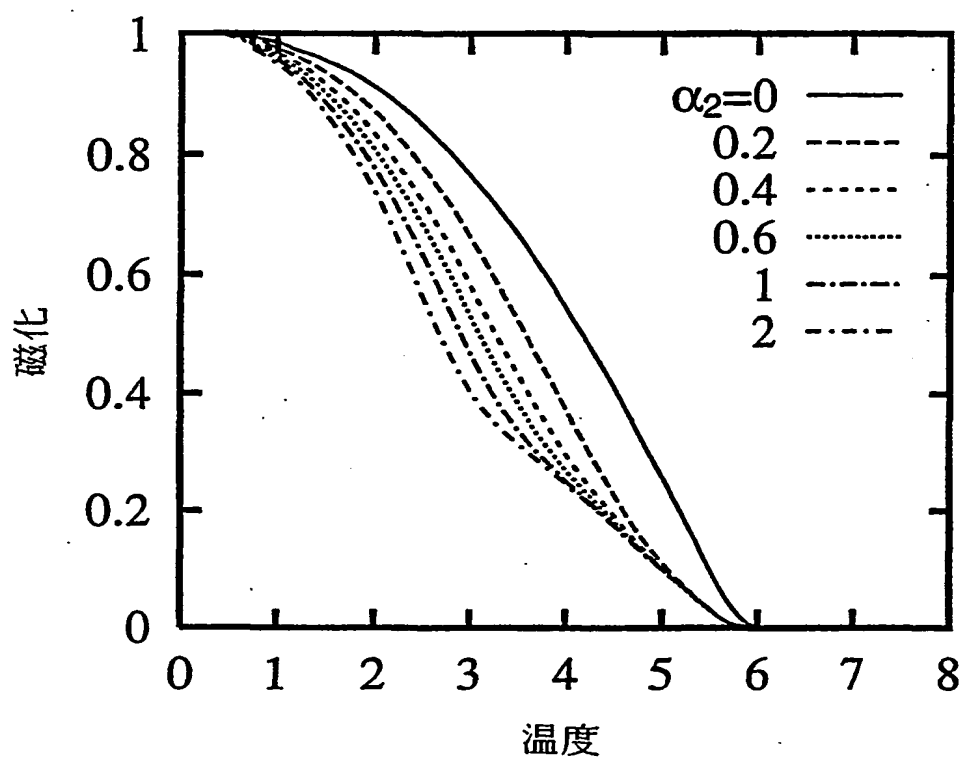
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 4 図



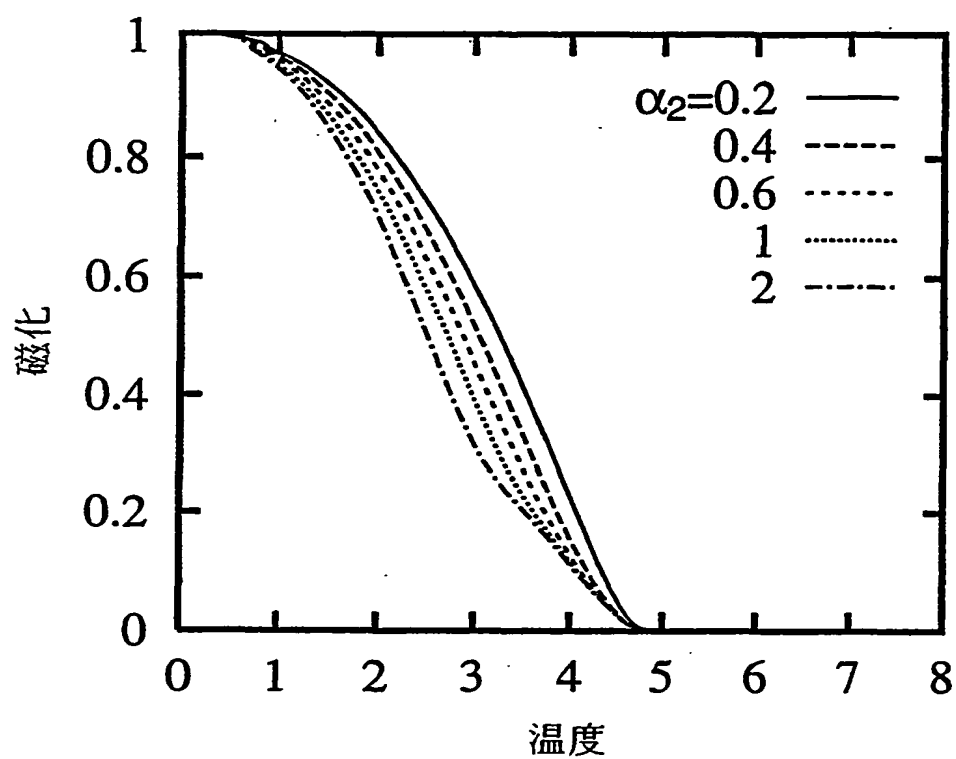
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 5 図



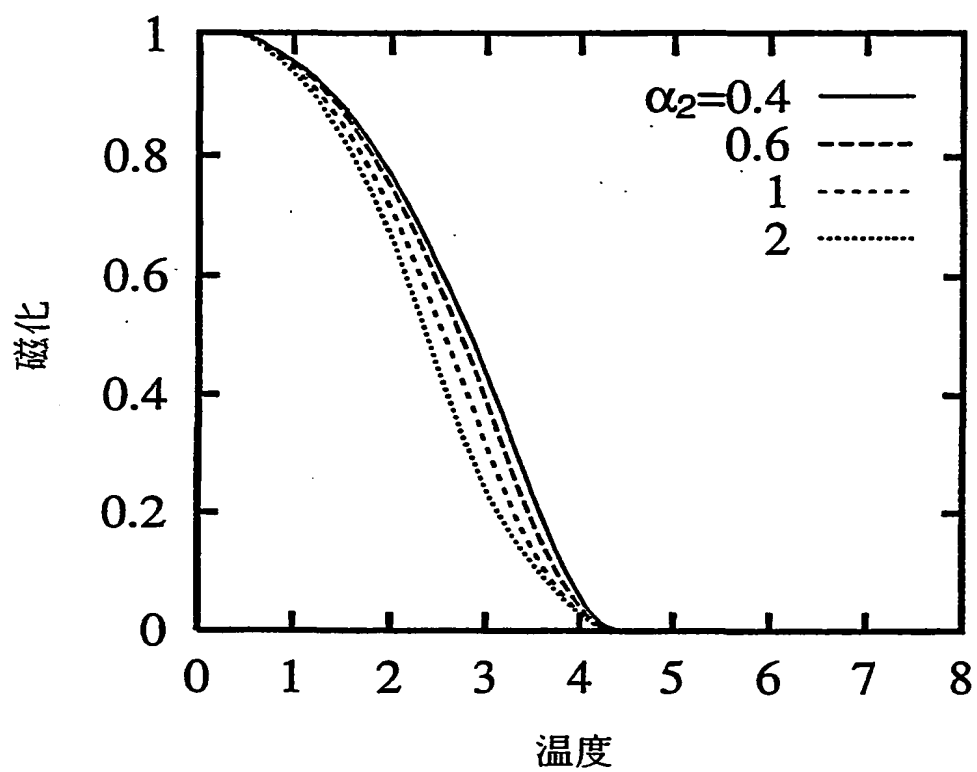
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 6 図



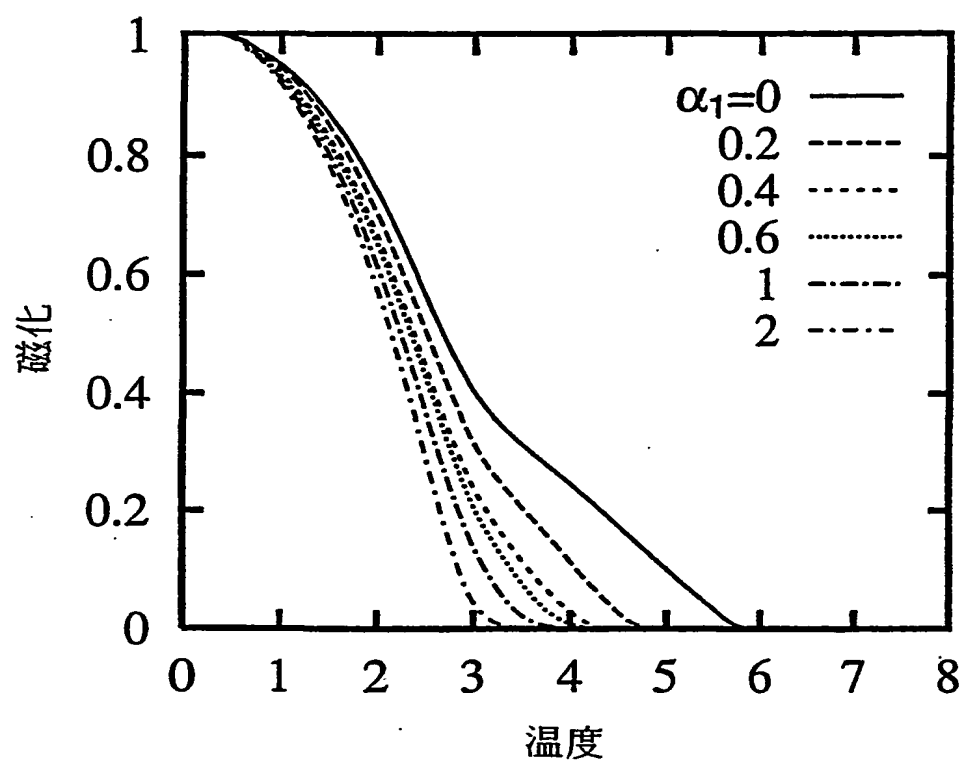
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 7 図



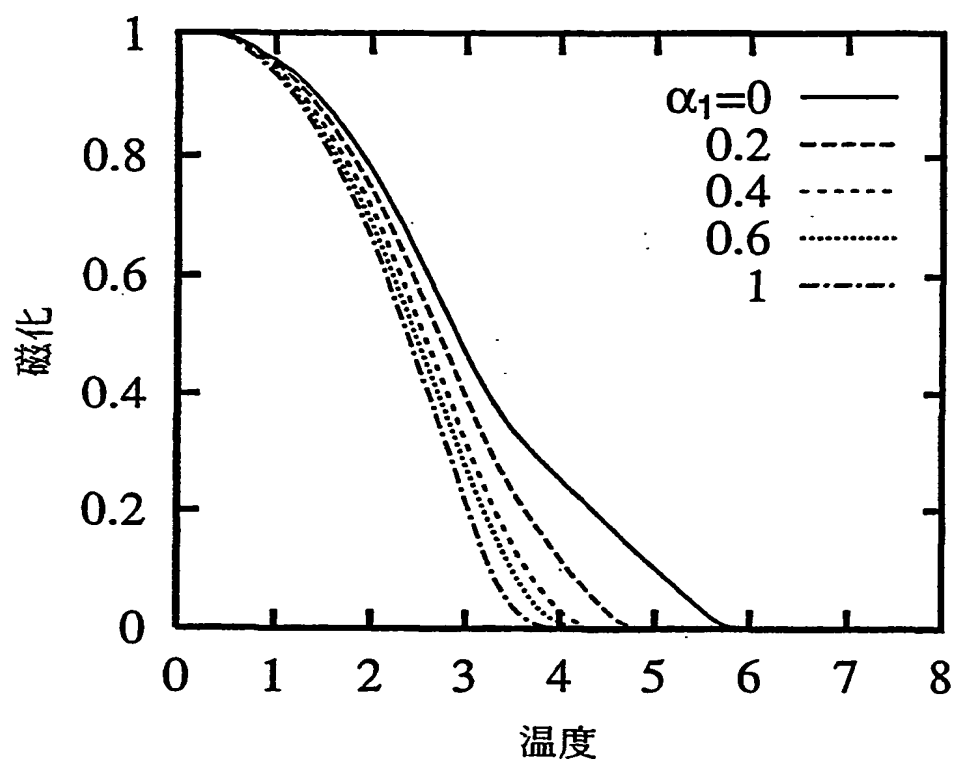
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 8 図



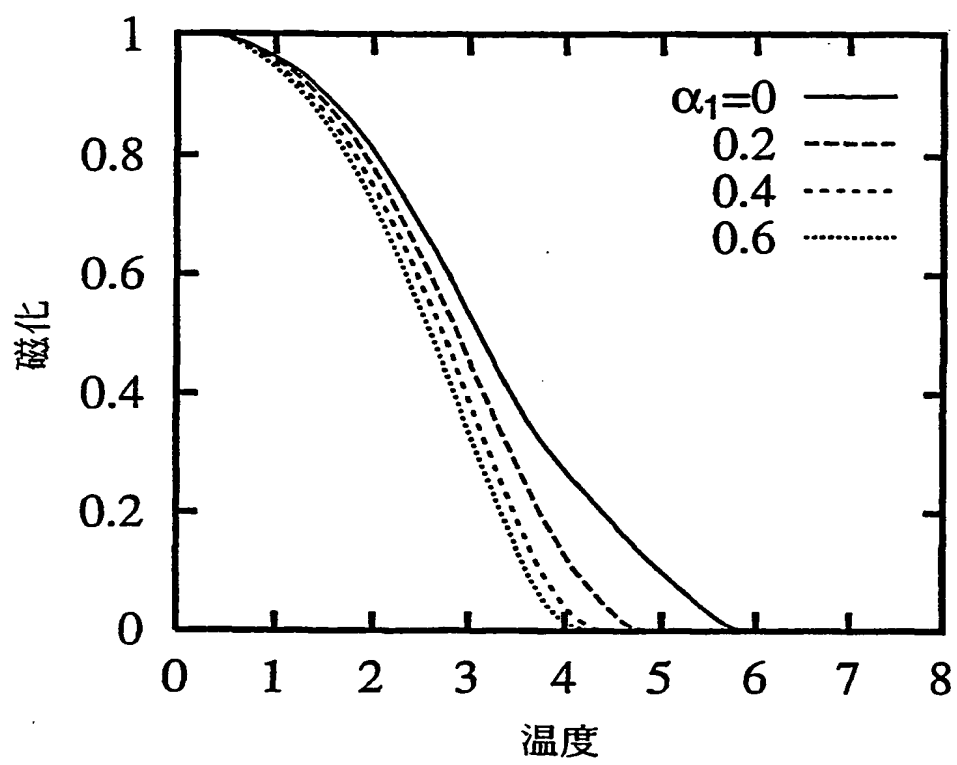
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 3 9 図



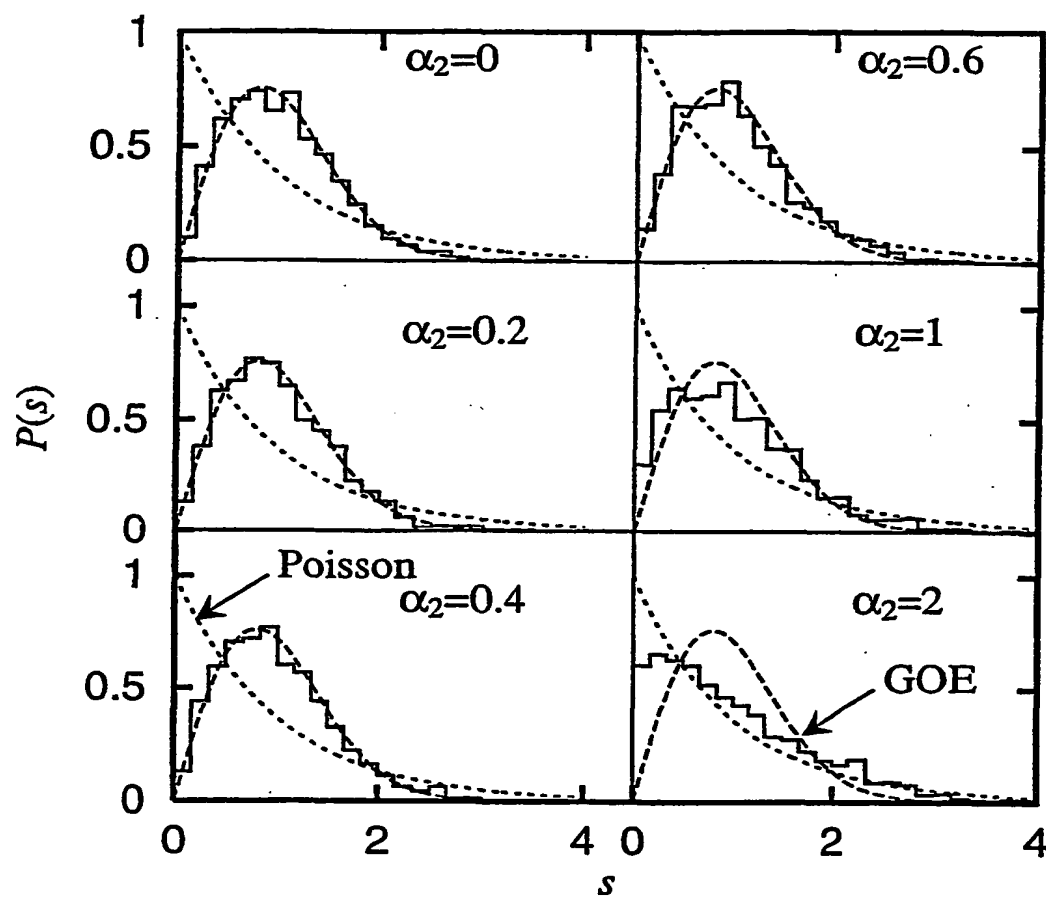
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 0 図



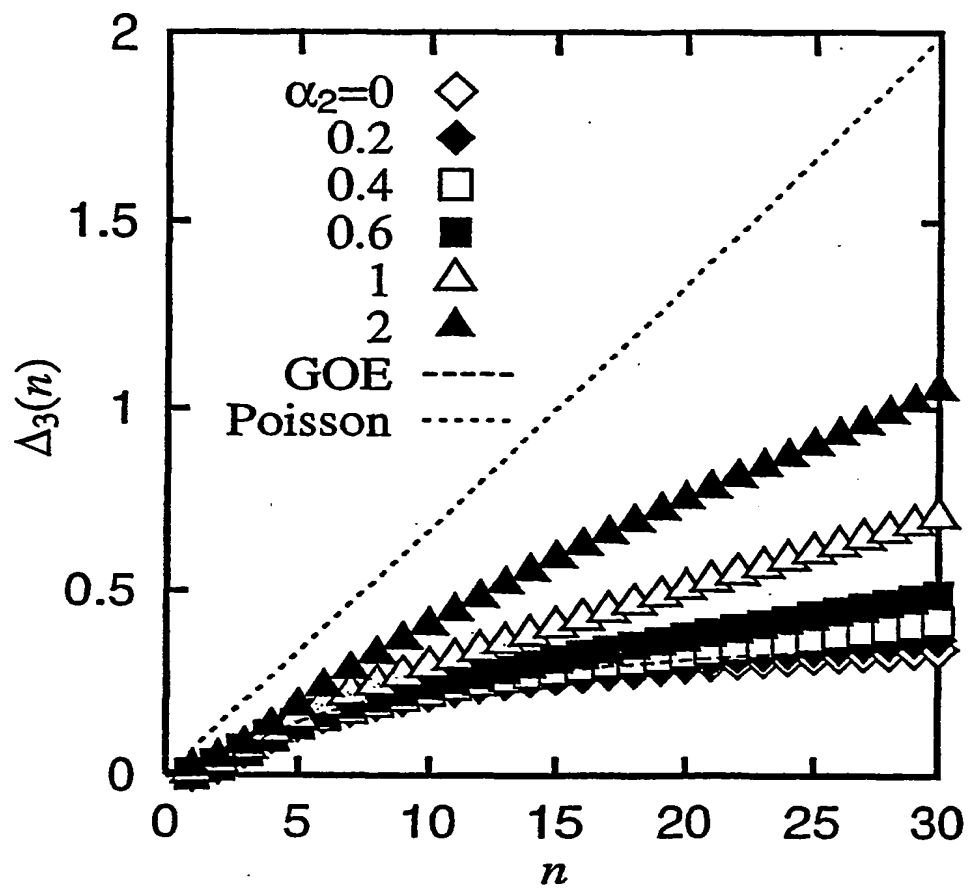
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 1 図



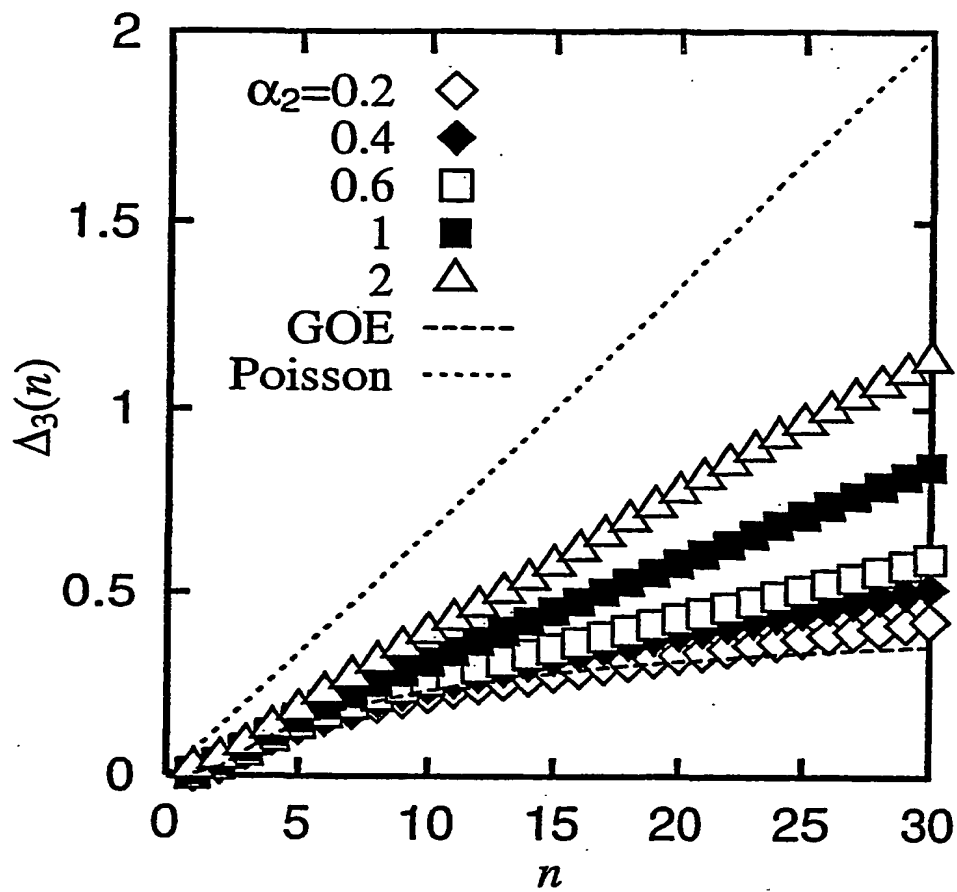
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 2 図



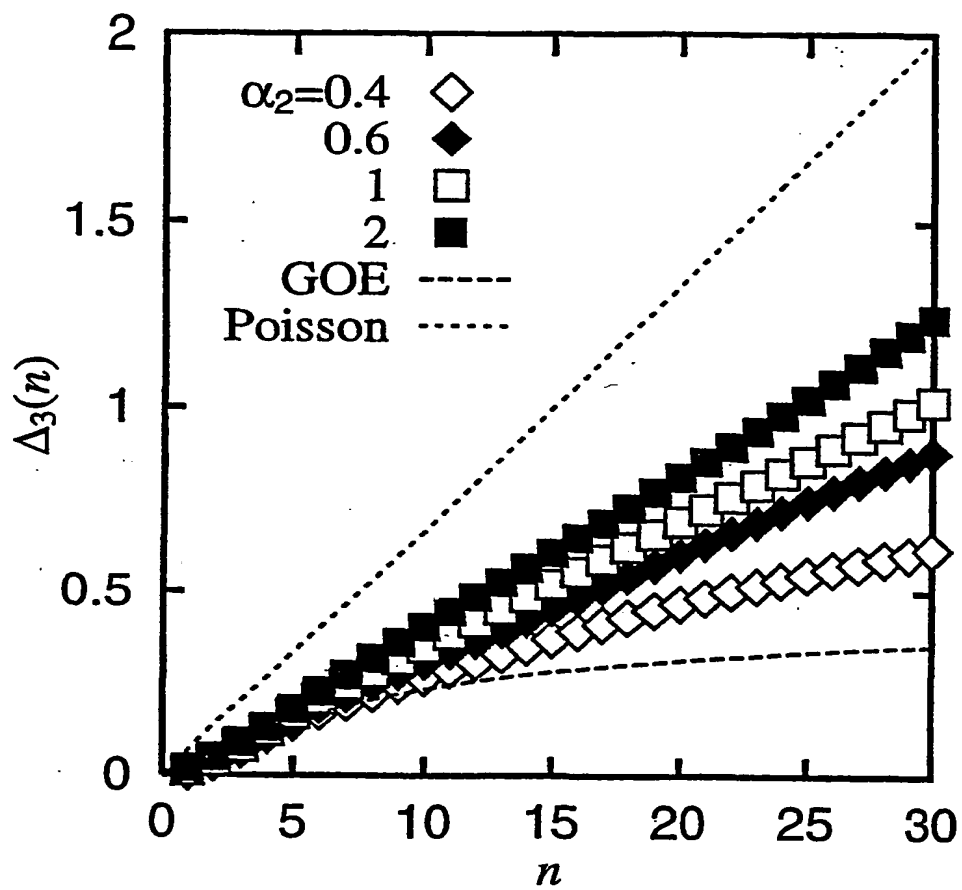
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 3 図



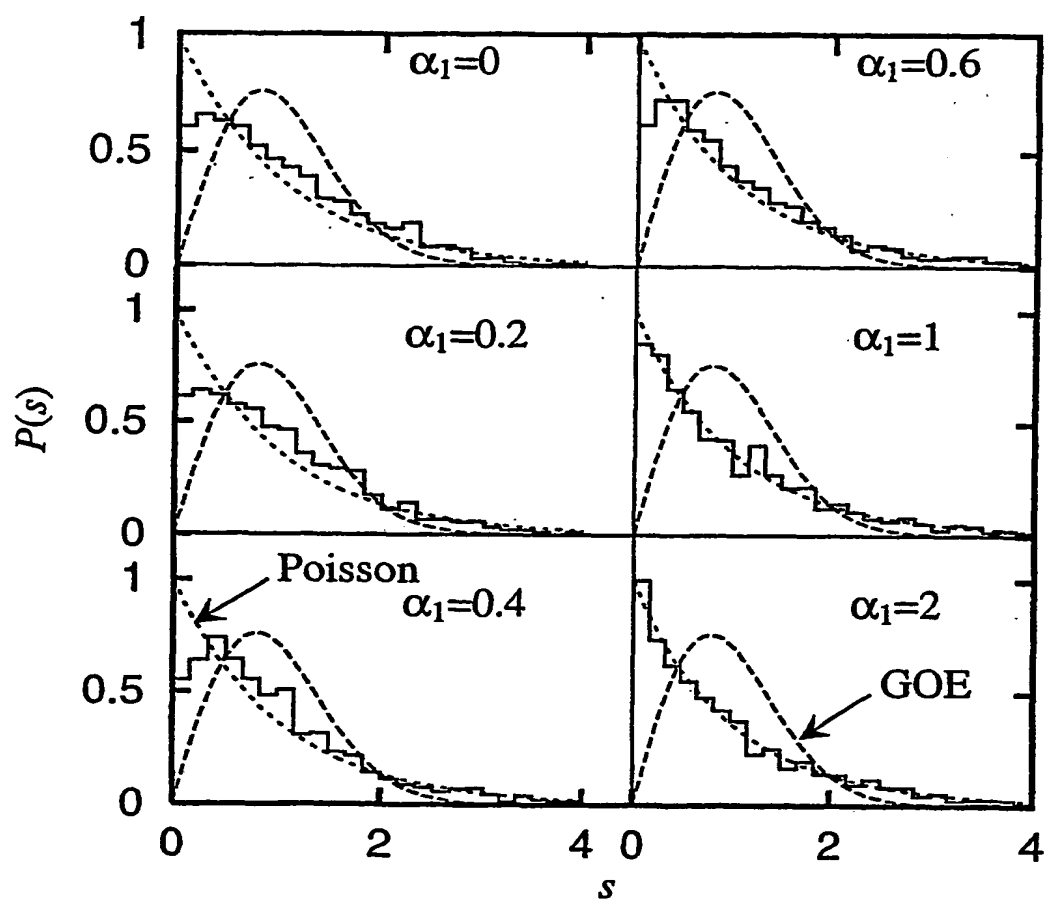
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 4 図



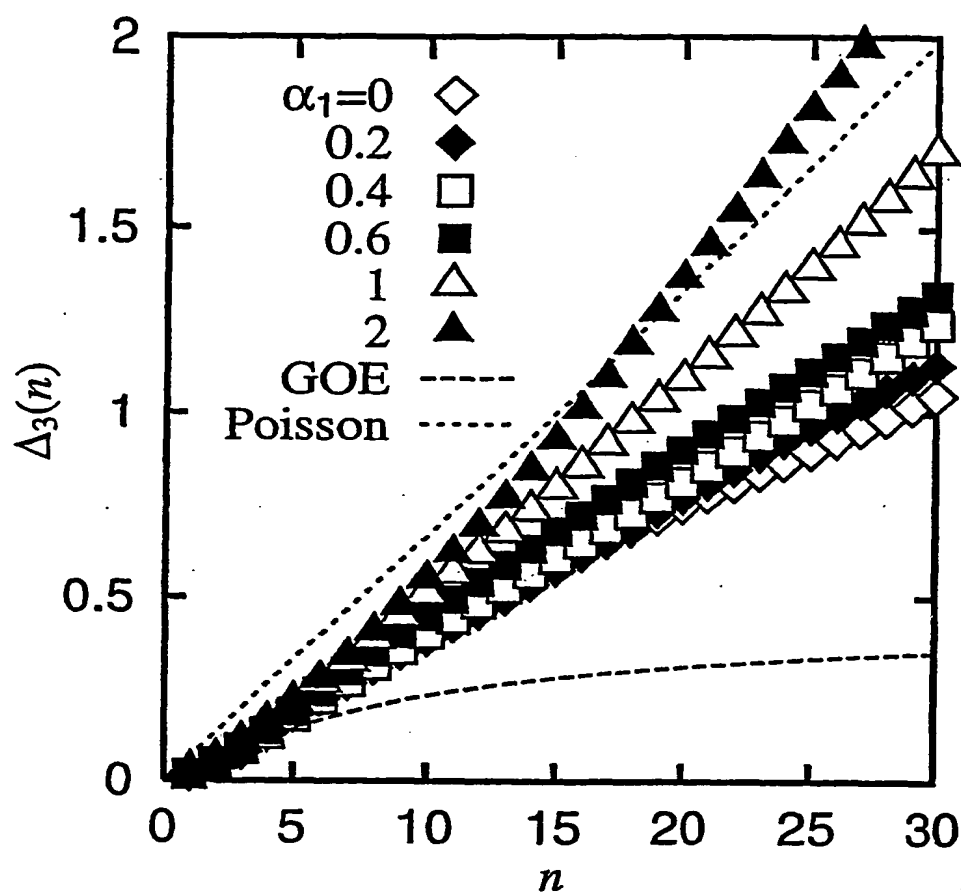
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 45 図



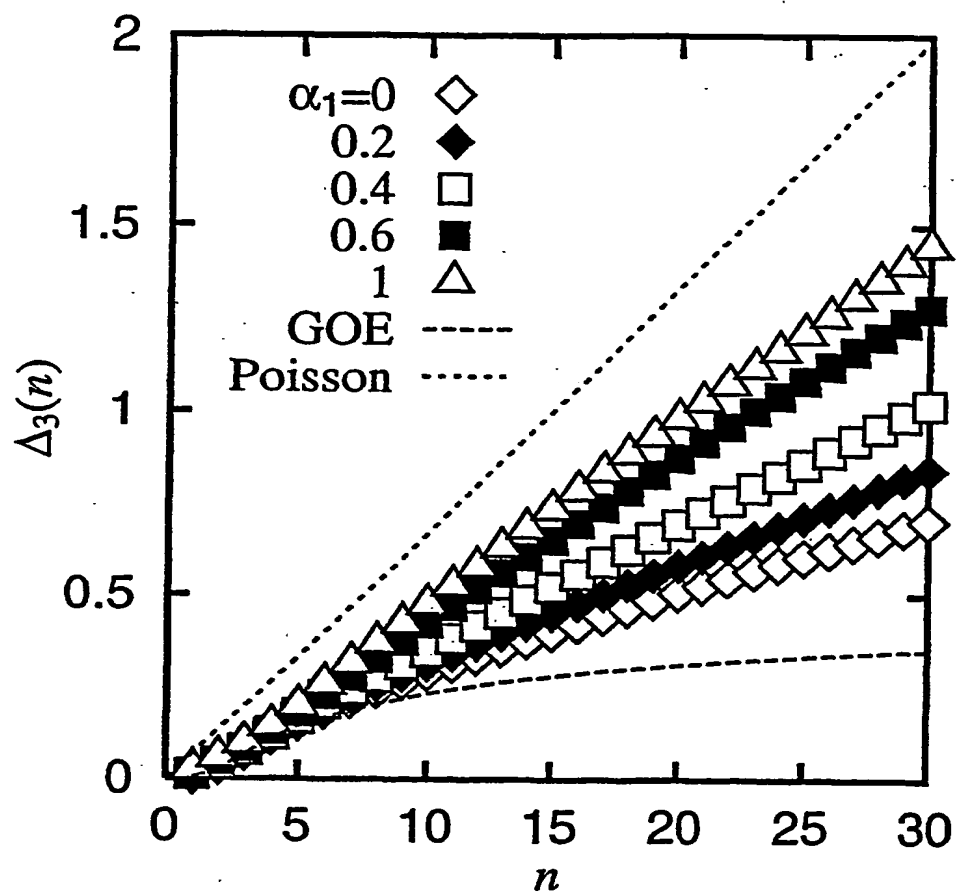
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 6 図



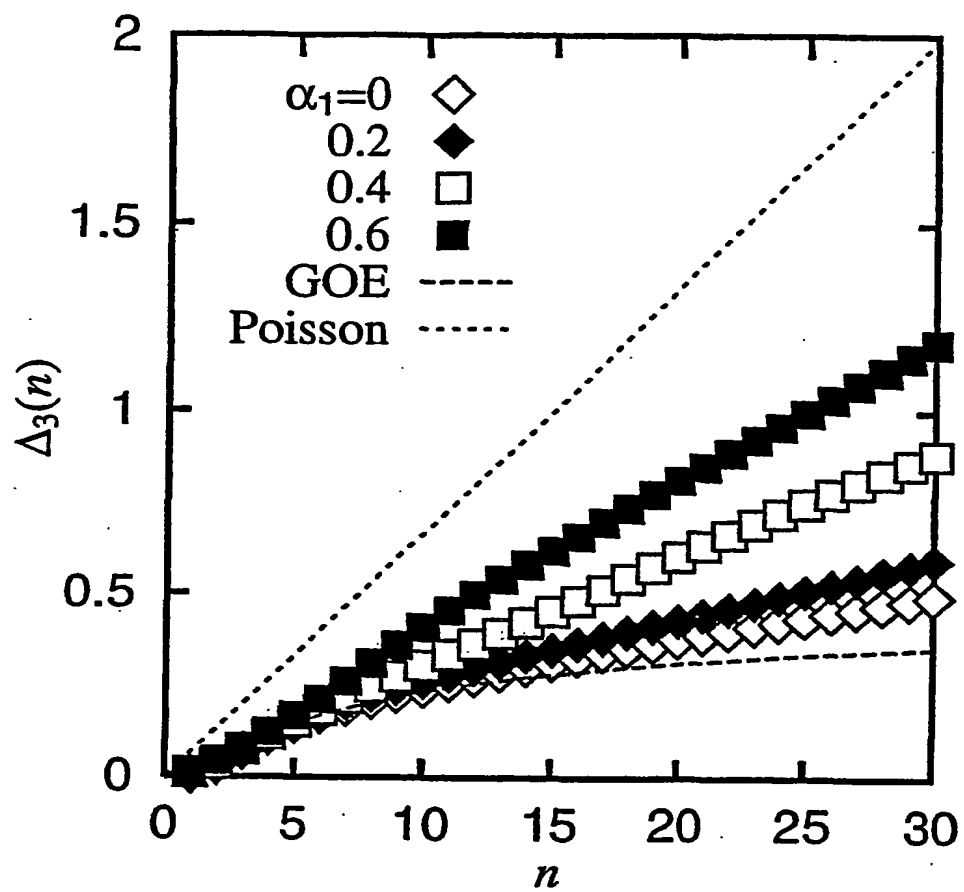
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 7 図



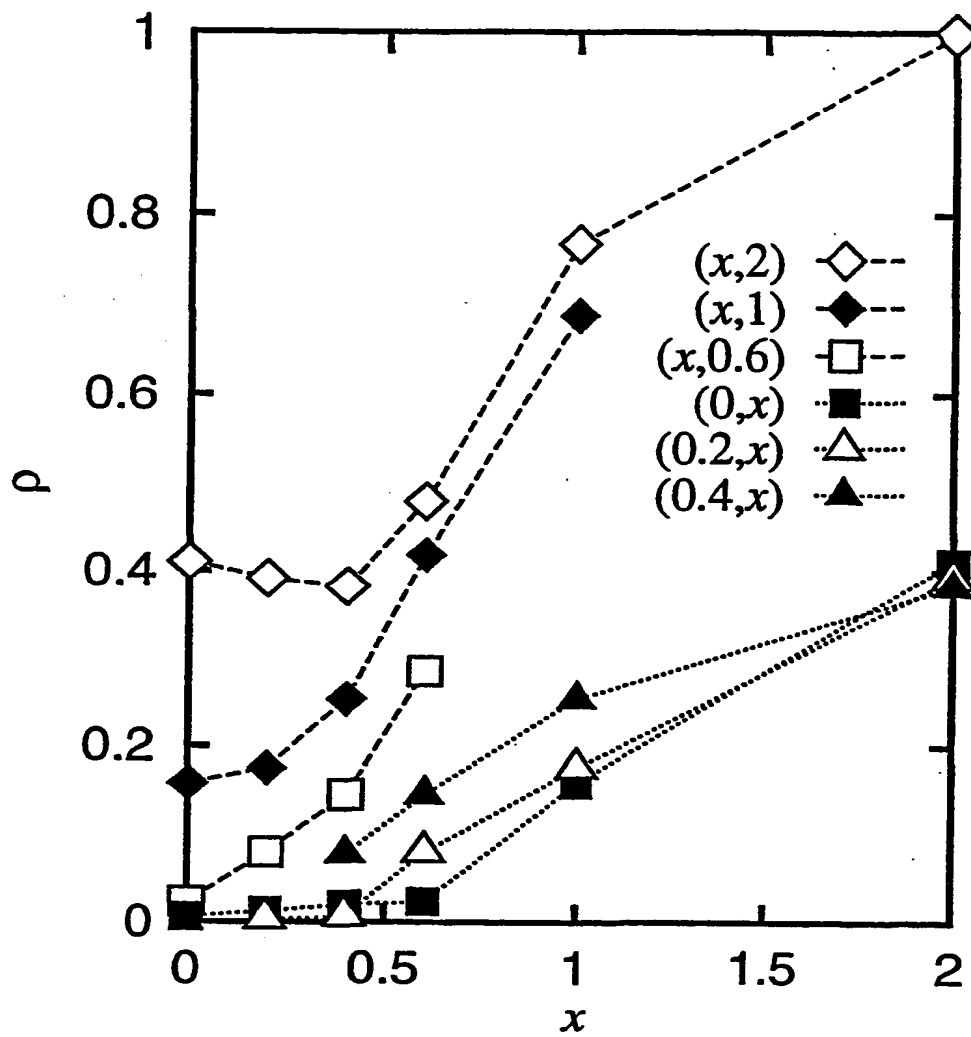
THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 8 図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

第 4 9 図



THIS PAGE BLANK (USPTO)

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

International application No.

PCT/JP01/04252

A. CLASSIFICATION OF SUBJECT MATTER
Int. Cl.⁷ H01L49/00

According to International Patent Classification (IPC) or to both national classification and IPC

B. FIELDS SEARCHED

Minimum documentation searched (classification system followed by classification symbols)
Int. Cl.⁷ H01L49/00Documentation searched other than minimum documentation to the extent that such documents are included in the fields searched
Jitsuyo Shinan Koho 1922-1996 Toroku Jitsuyo Shinan Koho 1994-2001
Kokai Jitsuyo Shinan Koho 1971-2001 Jitsuyo Shinan Toroku Koho 1996-2001Electronic data base consulted during the international search (name of data base and, where practicable, search terms used)
JOIS (JICST FILE on Science and Technology)

C. DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT

Category*	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.
A	JP 11-195801 A (Canon Inc.), 21 July, 1999 (21.07.99), Full text; Figs. 1 to 8 (Family: none)	1-18
A	JP 6-5921 A (Sharp Corporation), 14 January, 1994 (14.01.94), Full text; Figs. 1 to 8 (Family: none)	1-18
A	JP 6-5912 A (Sharp Corporation), 14 January, 1994 (14.01.94), Full text; Figs. 1 to 7 (Family: none)	1-18

☐ Further documents are listed in the continuation of Box C.☐ See patent family annex.

* Special categories of cited documents:

"A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance

"E" earlier document but published on or after the international filing date

"L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified)

"O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means

"P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed

"T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention

"X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone

"Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art

"&" document member of the same patent family

Date of the actual completion of the international search
14 August, 2001 (14.08.01)Date of mailing of the international search report
21 August, 2001 (21.08.01)Name and mailing address of the ISA/
Japanese Patent Office

Authorized officer

Facsimile No.

Telephone No.

THIS PAGE BLANK (USPTO)

A. 発明の属する分野の分類 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ H01L49/00

B. 調査を行った分野

調査を行った最小限資料 (国際特許分類 (IPC))

Int. Cl⁷ H01L49/00

最小限資料以外の資料で調査を行った分野に含まれるもの

日本国実用新案公報	1922-1996年
日本国公開実用新案公報	1971-2001年
日本国登録実用新案公報	1994-2001年
日本国実用新案登録公報	1996-2001年

国際調査で使用した電子データベース (データベースの名称、調査に使用した用語)

JOIS (JICST科学技術文献ファイル)

C. 関連すると認められる文献

引用文献の カテゴリー*	引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示	関連する 請求の範囲の番号
A	JP 11-195801 A (キャノン株式会社) 21. 7月. 1999 (21. 07. 99) 全文, 図1-8 (ファミリーなし)	1-18
A	JP 6-5921 A (シャープ株式会社) 14. 1月. 1994 (14. 01. 94) 全文, 図1-8 (ファミリーなし)	1-18

☒ C欄の続きにも文献が列挙されている。☐ パテントファミリーに関する別紙を参照。

* 引用文献のカテゴリー

「A」 特に関連のある文献ではなく、一般的技術水準を示すもの
「E」 国際出願日前の出願または特許であるが、国際出願日以後に公表されたもの
「L」 優先権主張に疑義を提起する文献又は他の文献の発行日若しくは他の特別な理由を確立するために引用する文献 (理由を付す)
「O」 口頭による開示、使用、展示等に言及する文献
「P」 国際出願日前で、かつ優先権の主張の基礎となる出願

の日の後に公表された文献

「T」 国際出願日又は優先日後に公表された文献であって出願と矛盾するものではなく、発明の原理又は理論の理解のために引用するもの
「X」 特に関連のある文献であって、当該文献のみで発明の新規性又は進歩性がないと考えられるもの
「Y」 特に関連のある文献であって、当該文献と他の1以上の文献との、当業者にとって自明である組合せによって進歩性がないと考えられるもの
「&」 同一パテントファミリー文献

国際調査を完了した日

14. 08. 01

国際調査報告の発送日

21.08.01

国際調査機関の名称及びあて先

日本国特許庁 (ISA/JP)
郵便番号100-8915
東京都千代田区霞が関三丁目4番3号

特許庁審査官 (権限のある職員)

小野田 誠

4M

8427

電話番号 03-3581-1101 内線 3462

C (続き). 関連すると認められる文献		
引用文献の カテゴリー*	引用文献名 及び一部の箇所が関連するときは、その関連する箇所の表示	関連する 請求の範囲の番号
A	JP 6-5912 A (シャープ株式会社) 14. 1月. 1994 (14. 01. 94) 全文, 図1-7 (ファミリーなし)	1-18